

Antiproton Annihilation an Atomkernen

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde

vorgelegt der

Philosophischen Fakultät II

der

Universität Zürich

von

Josef Riedlberger

aus Halbtorn / Österreich

begutachtet von Herrn Prof. Dr. Peter Truöl

ADAG Administration & Druck AG

Zürich 1988



Antiproton Annihilation an Atomkernen

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der
Philosophischen Fakultät II
der
Universität Zürich

von

Josef Riedlberger

aus Halbtorn / Österreich

begutachtet von Herrn Prof. Dr. Peter Truöl

ADAG Administration & Druck AG

Zürich 1988

ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Experiment werden für die Annihilation von Antiprotonen in Deuterium und Stickstoffkernen charakteristische Eigenschaften bestimmt. Als Vergleichsbasis dienen die mit dem gleichen magnetischen Spektrometer, dem sogenannten "ASTERIX" Spektrometer, aufgenommenen Daten für Annihilation im Wasserstoff, ebenfalls in Ruhe. Die inklusiven, d.h. über alle Endzustände gemittelten Impulsspektren können, für $p > 300 \text{ MeV/c}$, wie in einfachen thermodynamischen Modellen vorhergesagt, durch einen einzigen Parameter, die Temperatur, beschrieben werden. Diese Temperatur beträgt $127.9 \pm 0.7 \text{ MeV}$ (H_2), $125.5 \pm 0.8 \text{ MeV}$ (D_2) und $131.4 \pm 0.5 \text{ MeV}$ (N_2) für Pionen, für den hochenergetischen Anteil der inklusiven Proton - Spektren $63.8 \pm 0.7 \text{ MeV}$ (D_2) und $65.7 \pm 0.3 \text{ MeV}$ (N_2). Das Verhältnis der Annihilation am Proton zum Neutron beträgt für Deuterium (Stickstoff) 1.26 ± 0.02 (1.07 ± 0.03) und die mittlere Produktionsrate geladener Pionen 3.26 ± 0.05 (3.14 ± 0.05). $(11 \pm 1) \%$ aller Annihilationsereignisse in Deuterium besitzen ein beobachtetes Proton (Impuls grösser als 170 MeV/c), für Stickstoff sind es $(45.8 \pm 1.5) \%$. Das relative Verhältnis 4.2 ± 0.4 deutet auf Streuprozesse der Annihilationsprodukte als Ursache dieser Ereignisse hin. In den exklusiven Kanälen $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$ ($2\pi^- \pi^+ p$) zeigt das Proton - Spektrum einen niederenergetischen Anteil gemäss der Fourier - Transformierten einer Hulthén Wellenfunktion mit $\mu = 0.44 \pm 0.01_{\text{Stat}} \text{ fm}^{-1}$ ($0.53 \pm 0.01_{\text{Stat}} \text{ fm}^{-1}$) und einen hochenergetischen Anteil von $21.1 \pm 1.6 \%$ ($24.7 \pm 1.8 \%$) mit der Temperatur $E_0 = 55 \pm 1_{\text{Stat}} \text{ MeV}$ ($98 \pm 3_{\text{Stat}} \text{ MeV}$). Quantitative theoretische Rechnungen unterschätzen in der Regel die relative Stärke des hochenergetischen Anteils beträchtlich. Der Prozess $\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$ konnte mit einem absoluten Verzweungsverhältnis $(1.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$ nachgewiesen werden, ebenso die Prozesse $\bar{p}d \rightarrow K^+ K^- n_s$, $\pi^+ \pi^- n_s$, deren relatives Verzweungsverhältnis 0.36 ± 0.08 beträgt, im Einklang mit Wasserstoff - Annihilationen aus einem atomaren ($\bar{p}p$) - s - Zustand.

Die inklusive Produktionsrate des Hyperons Λ beträgt bei Deuterium $(3.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ und bei Stickstoff $(8.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$. Das relative Verhältnis 2.06 ± 0.38 ist deutlich vom Produktionsverhältnis hochenergetischer Protonen verschieden. Die Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K_0^0, \Lambda K^+ \pi^-$ werden diskutiert und letzterer deutet auf einen Anteil an Ereignissen,

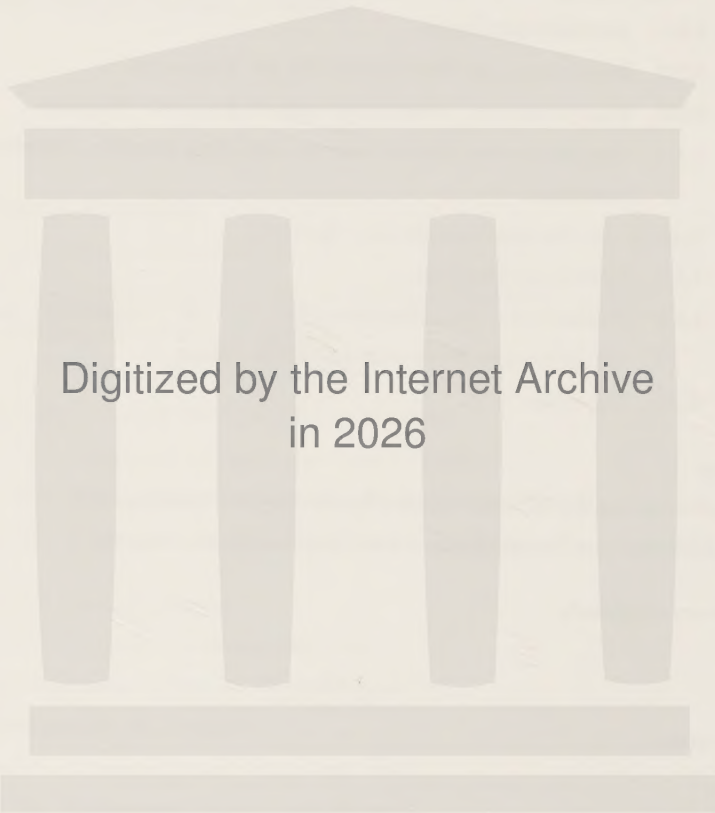
die nicht durch sekundäre Streuprozesse erklärt werden können.

In einem zweiten Teil wird die Technik der Pion - Interferometrie angewendet, um Unterschiede im Quellenvolumen für Antiproton - Annihilation in Deuterium, Stickstoff einerseits und wiederum Wasserstoff als Referenz andererseits zu bestimmen. Das gebräuchliche Modell von Kopylov, die Interferenzeffekte in den Intensitätsverteilungen ununterscheidbarer Pionen zu beobachten, wird durch Vergleich mit den Daten kritisch untersucht. Der gemessene Radius (R) und die Lebensdauer (τ) der Quelle zeigen keinen Einfluss des Annihilationsmaterials. Wenn als unkorrelierte Referenzverteilung ungleich geladene Pionen - Paare verwendet werden, liegen die Werte für R und τ bei 1.8 fm und 1.2 fm/c. Der Kohärenzgrad ist stark von der verwendeten Referenzverteilung und der ρ - Produktion abhängig und variiert zwischen 1 und 2.5 . Auch bei Verwendung einer durch zufälliges Umordnen von Impulskomponenten erzeugten Referenzverteilung gleichnamiger Pionen konnte kein Einfluss festgestellt werden. Allerdings ist diese, von Deutschmann et al. vorgeschlagenen Methode für Absorption in Ruhe ungeeignet, da sie auch für unkorrelierte Monte Carlo Daten nach dem Umordnen Korrelationen aufweist. In einem Lorentz - invarianten Modell wird das Quellvolumen durch einen mittleren Radius mit Werten um 0.8 fm, im Einklang mit verschiedenen hadronischen und elektromagnetischen Prozessen bei höheren Energien, charakterisiert. Der Kohärenzgrad steigt von Stickstoff über Deuterium zu Wasserstoff an. Wieder werden Werte grösser eins, die in einfachen Modellen nicht erlaubt sind, gemessen, was auf noch ungenügende Beschreibung der Korrelation, speziell der Referenzverteilung hindeutet.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Allgemeine Resultate	10
2.1	Beschreibung des Experiments	10
2.2	Umfang und Eigenschaften der verwendeten Datensätze	13
2.3	Energieverlust geladener Teilchen	16
2.3.1	Messung des Energieverlustes	17
2.4	Impulsverteilungen von Pionen und Protonen	23
2.4.1	Diskussion der gemessenen Pion - Spektren	25
2.4.2	Reichweite und Impulskorrektur für Protonenspuren	28
2.4.3	Diskussion der gemessenen Proton - Spektren	30
3	Baryonen im Endzustand	34
3.1	Überblick über vorhandene Resultate	34
3.2	Multiplizitäten geladener Teilchenspuren	41
3.3	Protonen im Endzustand	48
3.3.1	Protonenspektrum für $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$	48
3.3.2	Protonenspektrum für $\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p$	53
3.3.3	$\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$	56
3.4	Das Baryon Λ im Endzustand	66
3.4.1	Datenauswahl und Nachweis des Signals	66
3.4.2	Monte Carlo Studien	69
3.4.3	Verzweigungsverhältnisse	71
3.4.4	Impulsspektrum	75
3.4.5	Die exklusiven Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K_0$, $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$	79

4 Korrelationen bei ununterscheidbaren Mesonen	85
4.1 Konzept und Modelle der Intensitäts - Interferometrie	85
4.2 Methoden zur Bestimmung der Spektren	92
4.3 Beschreibung der verwendeten Datensätze	94
4.4 Analyse der Spektren in den Kopylov - Variablen (q_t, q_0)	96
4.4.1 Korrelationsfunktion	96
4.4.2 Bestimmung des Wertebereichs für die Anpassung	97
4.4.3 Ergebnisse unter Verwendung ungleich geladener Pionpaare . . .	100
4.4.4 Ergebnisse unter Verwendung einer künstlich erzeugten Referenz- verteilung	108
4.5 Analyse der Viererimpulsdifferenz - Spektren	111
4.5.1 Korrelationsfunktion	111
4.5.2 Bestimmung des Wertebereichs für die Anpassung und Abschätzungen durch Monte Carlo Rechnung	113
4.5.3 Ergebnisse	116
Anhang	121
A : Berechnung der Effizienz und des Rauschens der Drahtkammern	121
B : Auftreten von Korrelationen bei statistischen Beschreibungen	122
Literaturverzeichnis	124
Dank	131
Curriculum	132



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit werden Messergebnisse einer mit dem ASTERIX - Spektrometer am CERN durchgeführten Untersuchung der Antiproton - Vernichtung in Deuterium und Stickstoff vorgestellt. Es handelt sich hierbei um eines der ersten Experimente, das sich ein Verständnis der Antiproton Annihilation an Kernen zum Ziel setzte. Die intensiven Antiprotonstrahlen am LEAR (Low Energy Antiproton Ring) erlaubten dabei in relativ kurzer Zeit, abweichend vom Hauptprogramm des ASTERIX - Experiments, das dem $\bar{p}p$ Protonium System gewidmet war, einen statistisch ausreichenden Datensatz zu erhalten, der den Ansprüchen einer Pilot - Studie zu genügen vermag.

Verschiedene neue Phänomene treten bei der Antiproton - Vernichtung an Kernen auf, die beim Wasserstoff nicht beobachtbar sind. In erster Linie natürlich Annihilation am Neutron, die erst mit Deuterium Targets beobachtbar ist, und zwar durch Subtraktion der Proton - Daten oder beim Nachweis aller geladenen Teilchen durch die Ladungssumme ohne Einschluss des Protons. Deuterium muss daher wie Wasserstoff jeweils zum Vergleich für die Stickstoffdaten herangezogen werden. Schon bei Deuterium wird ferner offenbar, dass auch Prozesse möglich sind, bei denen weitere Nukleonen nicht nur als unbeteiligte Zuschauer am Annihilationsprozess teilnehmen, sondern direkt oder indirekt in einem sekundären Streuprozess daran beteiligt sind. So enthält z.B. das Impulsspektrum der Protonen zwei verschiedene Anteile, eine weiche Komponente entsprechend dem Fermi - Impuls, die mit dem Spektrometer nur indirekt nachgewiesen wird, und eine zweite, härtere Komponente, wo der Impuls genügend gross ist, um die Protonen mittels Energieverlusts im Zählergas nachweisen zu können. Diese hoch-

energetischen Protonen weisen gerade auf zweistufige Prozesse hin, in denen ein bei der Annihilation entstandenes Pion an verbleibenden Nukleonen streut oder direkt eine Annihilation an einem korrelierten Nukleonpaar stattfindet. Der konventionelle Mechanismus wird theoretisch durch sogenannte Dreiecksdiagramme beschrieben, bei denen Annihilationsvertex und Streuvertex zeitlich getrennt voneinander inkohärent zur Rate beitragen. Bei einem (von uns beobachteten) Prozess wie $\bar{p}d \rightarrow \pi^- p$ versagt allerdings dieser Ansatz. Die Ausbeute für solche Prozesse ist daher mit der Überlappwahrscheinlichkeit der Wellenfunktionen eines Nukleonpaares im Kern verbunden. Unsere Daten zu Annihilationsvorgängen an mehreren Nukleonen sollten daher mithelfen, die Modellvorstellung zu überprüfen, inwieweit Nukleonen als undurchdringbare Volumina (Bags) verstanden werden müssen, oder ob wie beim EMC Effekt (Müon - Kern - Streuung) mit zunehmender Nukleonenzahl auch Quarkfreiheitsgrade im Kern sichtbar werden.

Ebenfalls mehrere Nukleonen werden zur Erzeugung der Hyperonen, wie z.B. in $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K (\pi\pi)$, benötigt. Bei Antiproton Annihilationen im Wasserstoff können aus energetischen Gründen keine Hyperonen erzeugt werden, im Deuterium ist die Λ - Produktion in Blaskammerexperimenten beobachtet worden. Analog zu den vorhergehenden Betrachtungen können allerdings auch hier beide Interpretationsmöglichkeiten zum Ziel führen. Bei den sekundären Streuprozessen werden jetzt Mesonen mit "strangeness" benötigt. Beim Annihilationskanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ können verschiedene sekundäre Streuprozesse und die direkte Annihilation an zwei Nukleonen in verschiedenen kinematischen Bereichen gesondert beobachtet werden. Beim Stickstoff kann die grössere Anzahl der verbleibenden Streuzentren eine Erhöhung der Λ - Produktionsrate bewirken. Durch Vergleich mit Deuterium können apparative Probleme (unvollständiger Raumwinkel, Impulsschwellen) ebenfalls umgangen werden, die bei Blaskammer Experimenten nicht auftreten. Allerdings ist auch unsere Vertexpauflösung nicht so gut wie in der Blaskammer, sodass die Λ - Produktionsrate nicht untergrundfrei aus dem Spektrum der invarianten Masse von Proton - Pion Paaren berechnet werden kann.

Ein weiterer Aspekt dieser Arbeit betrifft den Vergleich der Radien der Annihilationsvolumina für Wasserstoff, Deuterium und Stickstoff. Die verwendete Methode der Intensitäts - Interferometrie wurde vor über dreissig Jahren zum erstenmal von Hanbury - Brown und Twiss im optischen Bereich zur Bestimmung der Durchmesser von

Sternen benutzt. Durch Intensitäts - Korrelationen kann bei chaotischen Quellen deren räumliche Ausdehnung bestimmt werden. Entscheidend für diesen quantenmechanischen Effekt ist die Ununterscheidbarkeit der Bosonen und deren daraus resultierende Statistik. In Hochenergie - Experimenten wird Pionemission zur Bestimmung der Ausmasse des Wechselwirkungsbereichs benutzt. Verschiedene Modelle, die dieser Technik zugrunde liegen, werden hier untersucht. Im bevorzugten Lorentz - invarianten Modell erlaubt die Analyse der vorhandenen Daten einen Vergleich der Radien mit dem Ziel, den Einfluss der Kernmaterie bei Annihilationen an gebundenen Protonen und Neutronen relativ zu freien Protonen zu ermitteln. Weiter wurde hier erstmals der Einfluss des Anfangszustandes untersucht, denn ein Teil der Annihilation in gasförmigem Wasserstoff erfolgt aus dem p - Zustand des Protoniums. Durch koinzidenten Nachweis der Röntgenstrahlen aus der atomaren Kaskade, die zum $2p$ - Zustand führen, können diese Ereignisse ausgewählt werden.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermassen gegliedert: Im zweiten Kapitel werden Experiment und Datensätze vorgestellt. Nach einer Beschreibung des für die weitere Analyse wichtigen Auswahlkriteriums für Protonen und der Korrektur der Protonimpulse auf den Energieverlust vor der Messung werden die Impulsverteilungen von Pionen und Protonen summiert über alle Annihilationskanäle für die verschiedenen Datensätze präsentiert. Der Vergleich mit thermodynamischen Modellen schliesst diese Beschreibung der Voraussetzungen für die Analyse ab. Das nächste Kapitel behandelt die Spektren der Baryonen im Endzustand. Mit einer Einführung in verschiedene theoretische Modelle können die erwarteten Verzweigungsverhältnisse abgeschätzt werden. Im experimentellen Teil werden die Proton Spektren für exklusive Endzustände diskutiert, die Λ Ausbeute bestimmt, sowie spezielle Endzustände wie $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^0, \Lambda K^+ \pi^-$ untersucht. Der letzte Abschnitt dieser Arbeit behandelt dann die Anwendung der Intensitäts - Interferometrie. Die Auswertung erfolgt in zwei Teilen, nämlich nach der in der Literatur üblichen Parametrisierung (Kopylov Methode) sowie mit einer Lorentz - invarianten Darstellung. Der Vergleich der Ergebnisse bei verschiedenen Datensätzen schliesst diese Arbeit ab.

Kapitel 2

Allgemeine Resultate

2.1 Beschreibung des Experiments

Die in unserem Experiment verwendeten Antiprotonen wurden durch einen Beschleunigerkomplex am CERN erzeugt und gespeichert. Dazu wurden zunächst Protonen mit einem Impuls von 26 GeV/c auf Kupfer geschossen, die dabei erzeugten Antiprotonen im Antiproton Akkumulator eingefangen und dann mit einem Impuls von 3.5 GeV/c gespeichert. Im letzten Schritt wurden die Impulse der Antiprotonen in einem speziell dafür errichteten Speicherring durch stochastische Kühlung auf 100, 200, 300 oder 600 MeV/c reduziert [1,2,3]. Bei einem Teilchenstrom von ungefähr $10^6 \bar{p}/s$ konnten dabei die relativen Impulsschwankungen auf weniger als 0.1 % reduziert werden. Die erreichten niedrigen Impulse sowie die Reinheit des Antiprotonstrahls (keine π^- , K^-) bedeuten eine wesentliche Verbesserung im Vergleich zu früheren Antiproton - Absorptions Experimenten.

Nach dem Abkühlen wurde der Strahl aufgespalten und dann auf die jeweiligen Experimentierpunkte fokussiert. Eine Extraktionsphase für den Strahl dauerte typisch 1h, wobei die Intensität an unserem Target etwa zwischen $10^6 \bar{p}/s$ am Anfang und $10^4 \bar{p}/s$ am Ende der Extraktion variierte. Unsere experimentelle Anordnung zeigt Abbildung 2.1. Durch ein Berylliumfenster gelangten die Antiprotonen in das zylindrische Gastarget, das wechselweise mit Wasserstoff, Deuterium oder Stickstoff bei 1 atm und 25° C gefüllt wurde. Die gesamte Messanordnung ausserhalb des Annihilationsvolumens befand sich in einem Solenoid, das ein Magnetfeld von 0.8 Tesla erzeugte. Mit geeignet

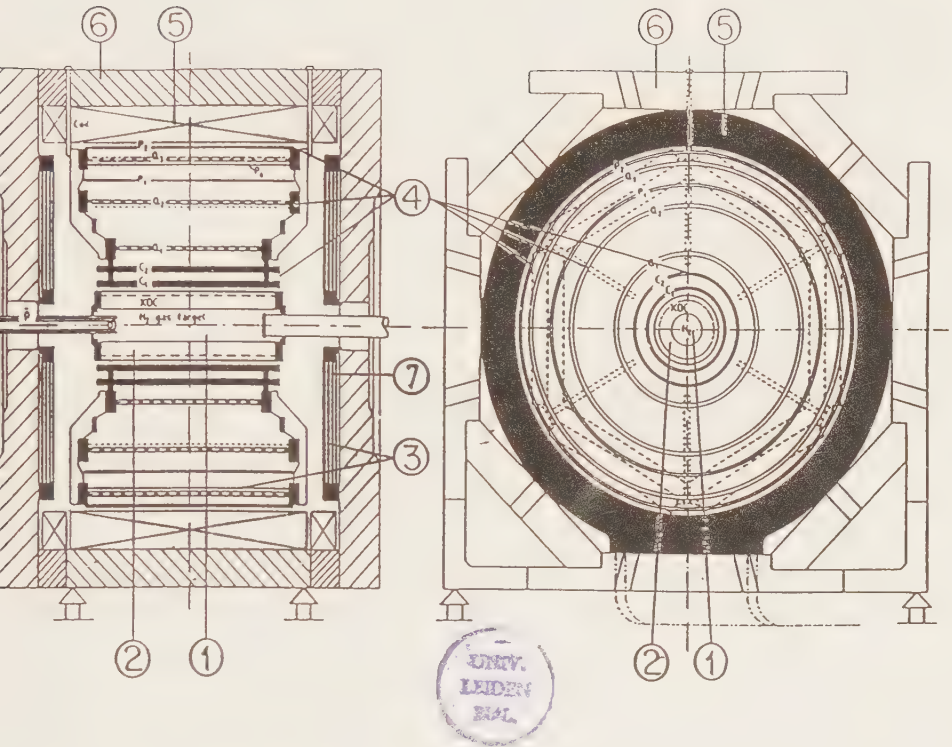


Abbildung 2.1: Seiten- und Vorderansicht des Detektors : 1) Target. 2) Driftkammer. 3) Bleikonverter. 4) zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern. 5) Magnetspule. 6) Magnetjoch. 7) ebene Vieldrahtproportionalkammern.

gewählten Mylarfolien wurde der fokussierte Antiprotonenstrahl vor dem Detektor soweit abgebremst, dass das Zentrum der Stromverteilung in der Targetmitte lag. Ein koinzidentes Signal in den Szintillationszählern T_1 und T_2 , kein gleichzeitiges Signal in T_4 bzw. T_3 definierten eine Annihilation im eigentlichen Target. Der Zähler T_3 verhinderte die Aufzeichnung von Annihilationsereignissen im Szintillatormaterial.

Koaxial zur Strahlrichtung waren (von innen nach aussen) eine Driftkammer, fünf Vieldrahtproportionalkammern (C_1, C_2, Q_1, Q_2, P_1), eine Bleifolie und zwei weitere Vieldrahtproportionalkammern (Q_3, P_2) [4-8] installiert. Durch dieses zylindrische Messsys-

	C1	C2	Q1	Q2	P1	Q3	P2
Sensitive Länge [mm]	740	740	756	1040	960	1040	1070
Durchmesser [mm]	385.5	540.5	733.8	1188.8	1400.	1610.8	1742.
Anodendrähte	576	768	1152	1920	1920	2304	2688
Effizienz [%] ¹	98.8	99.4	92.1	93.7	90.8	87.5	80.0
Rauschen [%] ²	22.9	11.0	13.8	27.7	31.6	33.0	28.7
Kathodendrähte	2×288	2×384	2×576	2×960	-	2×1652	-
Effizienz: I. K. [%] ¹	97.8	98.6	58.9	58.9	-	81.8	-
Effizienz: Ae. K. [%] ¹	97.6	98.6	62.0	61.0	-	78.0	-
Rauschen: I. K. [%] ²	42.8	25.6	65.5	75.0	-	40.7	-
Rauschen: Ae. K. [%] ²	37.4	24.9	60.3	68.3	-	42.1	-
Raumwinkel [%]	88.6	80.7	71.7	65.8	56.6	54.2	52.3
Schwellenwert [MeV/c]	32.7	45.8	62.2	100.7	118.7	136.3	147.7

Tabelle 2.1: Charakteristische Daten der Drahtkammern für die Deuterium Daten.

tem konnten Spuren geladener Teilchen mit einer Impulsauflösung [FWHM]

$$\frac{\delta p}{p} = 0.13 \times p + \frac{0.005}{p} \quad p \text{ in (GeV/c)} \quad (2.1)$$

nachgewiesen werden [9]. Der sensitive Raumwinkel betrug ca. 66 % und die Akzeptanz erreichte mit einer Schwelle von 60 MeV/c bei ca. 90 MeV/c einen konstanten Wert. Die Driftkammer diente in erster Linie der Messung von Röntgenstrahlen aus der Antiprotonkaskade vor der Absorption [10,11,12], lieferte aber auch Information über den Energieverlust geladener Teilchen im Zählgas (siehe Kapitel 2.3). Die Bleifolie diente zur Konversion von γ Quanten. Die sechseckigen ebenen Drahtkammern an den Endplatten des Solenoids enthalten ebenfalls Bleifolien. Für den Nachweis von γ - Quanten resultierte daraus ein Raumwinkel von 75 % mit einer Konversionswahrscheinlichkeit von 35 % [7]. Eine Zusammenstellung der charakteristischen Werte der Drahtkammern zeigt die Tabelle 2.1. Das Rauschen wird durch zusätzliche Signale, die

¹Signalhäufigkeit in Referenzspuren, siehe Anhang A

²relativer Anteil nicht verwendeter Signale, siehe Anhang A

keiner Teilchenspur zugeordnet werden konnten (alte Spuren, elektronisches Rauschen, niederenergetische Photonen) verursacht. Der hohe Rauschpegel in der Drahtkammer C1 wird durch Spuren mit kleinen Radien, die nicht analysiert werden können, erzeugt. Die niedrige Effizienz in der Kammer P2 kann durch den Impulsverlust der Teilchen in der Bleifolie zwischen der Kammer P1 und Q3 erklärt werden. Die Signale in der 93 mm vom Blei entfernten Kammer P2 (Radiusdifferenz) liegen nicht mehr auf einer Helix und werden verworfen. Die Schwelle der Impulsakzeptanz wird für eine zum Anodenkreis tangentielle Spur erreicht, und zwar für ein Teilchen mit identischer longitudinaler und transversaler Impulskomponente.

2.2 Umfang und Eigenschaften der verwendeten Datensätze

Die Datennahme erfolgte in den Jahren 1983 bis 1986. Für die ersten Messungen (Dez. 1983, März 1984) musste ein Antiprotonstrahl von 300 MeV/c benützt werden. Wegen des hohen Anfangsimpulses erstreckte sich die Stopverteilung über das Target - Volumen hinaus, und es wurden auch Annihilationsereignisse im Gas der angrenzenden Driftkammer registriert. Diese letzteren Ereignisse dienten für eine erste Analyse von Antiproton Absorption an schweren Kernen [13]. Wenn die Antiprotonen im Zählergas annihilieren, ist die spezifische Ionisationsdichte sehr hoch und die Driftkammersignale ungewöhnlich gross.

In der zweiten längeren Messperiode (Aug. 1984) ($p\bar{p} = 200$ MeV/c) wurden daher diese Ereignisse durch eine obere Begrenzung dieser Signale eliminiert. Motiviert jedoch durch die ersten Resultate für die p -Ar Vernichtung aus der früheren Messperiode wurde am Ende dieser Strahlzeit kurzzeitig Stickstoff als Targetgas verwendet. Wegen der grösseren Dichte fiel die Vertexverteilung nun mit der Mitte der Target zusammen. Eine extrem hohe Datenrate war die Folge. Vor dem Datentransfer auf Magnetband wurde daher wie bei den vorhergegangenen Messperioden eine minimale Multiplizität der Signale in den Drahtkammern gefordert. Zwei oder mehr Gruppen von Drähten mit Signalen, die durch mindestens einen Draht ohne Signal getrennt waren, wurden in den Drahtkammern C1,C2 und Q2 verlangt (Diese Bedingung wird im folgendem Text als

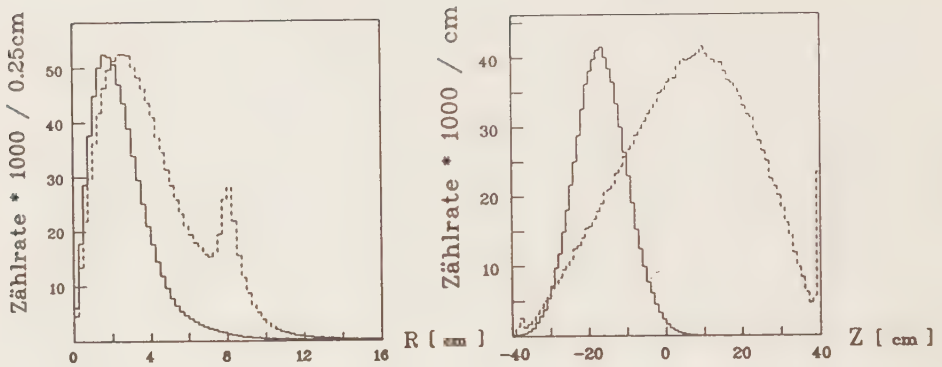


Abbildung 2.2: Vertexverteilung für N_2 (durchgezogene Linie) und H_2 (gestrichelte Linie) Daten bei einem Antiprotonimpuls von 200 MeV/c. Die Darstellung auf der linken Seite zeigt den radialen Verlauf normal zur Strahlachse. Im rechten Bild entspricht die z - Achse der Strahlrichtung. Die H_2 - Daten sind um einen willkürlichen Faktor reduziert.

MALU(2,2,2) bezeichnet). Für eine zusätzliche Unterdrückung der Schreibrate wurde teilweise auch ein Signal in der inneren Kammer verlangt, das Röntgenquanten im Datensatz anreichert [12]. Dieses Kriterium erzeugt für den Themenbereich dieser Arbeit keine weiteren Konsequenzen, weil der Messbereich der Kammer bei Stickstoffkernen nur Übergänge bei hohen Hauptquantenzahlen (o-Linien und höher) erfasst. Abbildung 2.2 zeigt die unterschiedlichen Vertexverteilungen von H_2 $\bar{p}$ Stop und N_2 $\bar{p}$ Stop MALU(2,2,2) Annihilationen bei einem Antiprotonimpuls von 200 MeV/c. Das Histogramm für H_2 - Daten zeigt in der radialen Darstellung eine Anhäufung bei 8 cm. Dies entspricht der inneren Zylinderfläche der Driftkammer. In der longitudinalen Darstellung werden beim Wert $z = 40$ cm Annihilationsereignisse im Szintillator T4 registriert. Die dargestellten Spektren sind nicht auf die Akzeptanz korrigiert.

Die ersten Daten mit 100 MeV/c Antiprotonimpuls wurden 1985 aufgenommen. Nach einigen Kontrollmessungen wurde während eines ganzen Tages das Annihilationsvolumen mit 99 % reinem Deuterium gefüllt. Kontrolldaten mit einfachem $\bar{p}$ Stop - Kriterium wurden im Gegensatz zu früheren Messperioden nicht getrennt durchgeführt, sondern für jedes achte Ereignis wurden alle zusätzlichen Anforderungen aufgehoben. Diese Ereignisse konnten später durch eine speziell gesetzte Variable (Trigger Word)

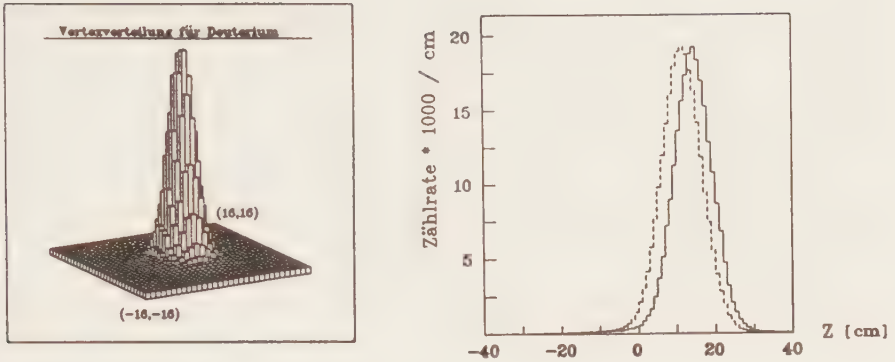


Abbildung 2.3: Vertexverteilung für D_2 (durchgezogene Linie) und H_2 (gestrichelte Linie) Daten bei einem Antiprotonimpuls von 100 MeV/c. Das zweidimensionale Bild auf der linken Seite zeigt die Komponenten normal zur Strahlachse. In der rechten Darstellung entspricht die z -Achse wieder der Strahlrichtung.

separiert werden, und man erhielt somit eine ständige Kontrolle über den Ablauf des Experiments. Die Multiplizitätsanforderung wurde durch eine zusätzliche Bedingung in der Kammer P1 verschärft. Um hohe Multiplizitäten von geladenen Teilchenspuren zu erlangen, wurde neben der MALU(2,2,2,3) Bedingung ein Datensatz mit MALU(4,4,4,5) Signalen in den einzelnen Kammern aufgenommen. In P1 wurde die Schwelle um ein Signal erhöht, weil ein defekter elektronischer Kanal immer ein Signal zeigte. Abbildung 2.3 zeigt die Annihilation in H_2 und D_2 ohne zusätzliche Bedingung (p Stop). Die zweidimensionale Darstellung transversal zur Strahlachse zeigt die exzellente Fokussierung des Antiprotonstrahls auf das Annihilationsvolumen.

	p Stop	MALU(2,2,2,3)	MALU(4,4,4,5)
Messperiode 84 (N_2 Daten)	339 982	326 818	-
Messperiode 85 (D_2 Daten)	127 814	405 420	493 894

Tabelle 2.2: Umfang der Statistik

Die letzte Datennahme erfolgte im Juni 1986. Durch diese Messung wurde der Umfang der Statistik für Antiproton - Proton Annihilationen erheblich vergrößert. Der Antiprotonimpuls betrug wieder 100 MeV/c. Tabelle 2.2 zeigt eine Zusammenstellung

der Aufzeichnungsbedingungen und des Umfangs der in dieser Arbeit verwendeten Daten.

2.3 Energieverlust geladener Teilchen

Beim Durchdringen von Materie verlieren geladene Teilchen durch Wechselwirkungen mit Elektronen Energie. Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit wird durch die universelle Bethe - Bloch Formel [14] beschrieben.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Inc} = \frac{D}{A_{Med}} \frac{Z_{Med} \rho_{Med}}{\beta} \left(\frac{Z_{Inc}}{\beta}\right)^2 \times \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{Med}} \right] (1 + \nu) \quad (2.2)$$

mit
$$\frac{dE}{dx} \cong \sum_{i=1}^n \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad \text{für Gemische}$$

$$\left. \begin{array}{ll} Z_{Med} & \text{Ladung} \\ A_{Med} & \text{Masse} \\ \rho_{Med} & \text{Massendichte} \end{array} \right\} \text{ des Mediums}$$

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$$

I ist die mittlere Bindungsenergie der Elektronen:

$$I \cong 16 (Z_{Med})^{0.9} \text{ eV}$$

δ, c, ν phänomenologische Funktionen.

Nach dem Vernachlässigen der Korrekturen δ und c und dem Einsetzen der entsprechenden Werte für das Argon - Äther Gemisch [15] lässt sich Gleichung (2.2) als

$$\frac{dE}{dx} = f^{BB}(\eta) = a_1 \left\{ (a_2 + \ln \eta) \left(1 + \frac{1}{\eta^2}\right) - 1 \right\} (1 + \nu) \quad (2.3)$$

mit

$$a_1 = 0.2462 \text{ keV/cm}$$

$$a_2 = 8.46$$

$$\eta = \frac{p}{m}$$

darstellen. Die Masse tritt also als Skalierungsparameter der Impulsachse auf. Teilchen verschiedener Massen lassen sich daher durch die Messung des Energieverlustes unterscheiden. Formel (2.2) gibt den wahrscheinlichsten Energieverlust an. Für gegebenen Impuls wird die Streuung des Energieverlustes gemäss der von Lev Landau [16] 1944 erstmals angegebenen Verteilung beschreiben.

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^u \ln u + \lambda u \, du \quad (2.4)$$

Kölbig und Schorr [17] zeigten, dass der von Moyal [18] angegebene Ausdruck

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{1}{2} (\lambda + e^{-\lambda})\right]} \quad (2.5)$$

von der Form (2.4) verschieden ist [19]. Beide Ausdrücke stellen stark asymmetrische Verteilungen dar und lassen grosse Werte für den Energieverlust zu. Eine genauere Berechnung von Talman [20] für Argongas zeigt im Vergleich zur Landauverteilung (2.4) eine breitere Kurvenform mit geringerer Asymmetrie. Gleichung (2.5) fällt für grosse λ stärker gegen Null ab und lässt sich durch eine Transformation einer auf die negativen reellen Zahlen beschränkten Normalverteilung darstellen:

$$\begin{aligned} f(x) &= 2 \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\left(-\frac{x^2}{2}\right)} \\ \text{Transformation} &\begin{cases} R^- & \rightarrow R \\ x & \mapsto \lambda = -2 \ln(-x) \end{cases} \\ \Rightarrow x = -e^{-\frac{\lambda}{2}} & \quad e^{\left(-\frac{x^2}{2}\right)} = e^{\left(-\frac{1}{2} e^{-\lambda}\right)} \quad dx = \frac{1}{2} e^{-\frac{\lambda}{2}} d\lambda \\ \Rightarrow \psi(\lambda)d\lambda = f(x)dx &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{1}{2} (\lambda + e^{-\lambda})\right]} d\lambda \end{aligned}$$

Die Berechnung von Konfidenzintervallen für Gleichung (2.5) kann durch diese Transformation auf die einer Normalverteilung zurückgeführt werden.

2.3.1 Messung des Energieverlustes

Der Energieverlust durch Ionisation wird für alle Spuren von geladenen Teilchen in der Driftkammer (XDC) gemessen. Die freien Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Anoden. Durch Ladungsmultiplikation im Zählgas entstehen in den hohen Feldern in der Nähe des Drahts messbare elektrische Impulse, die in ladungsempfindlichen

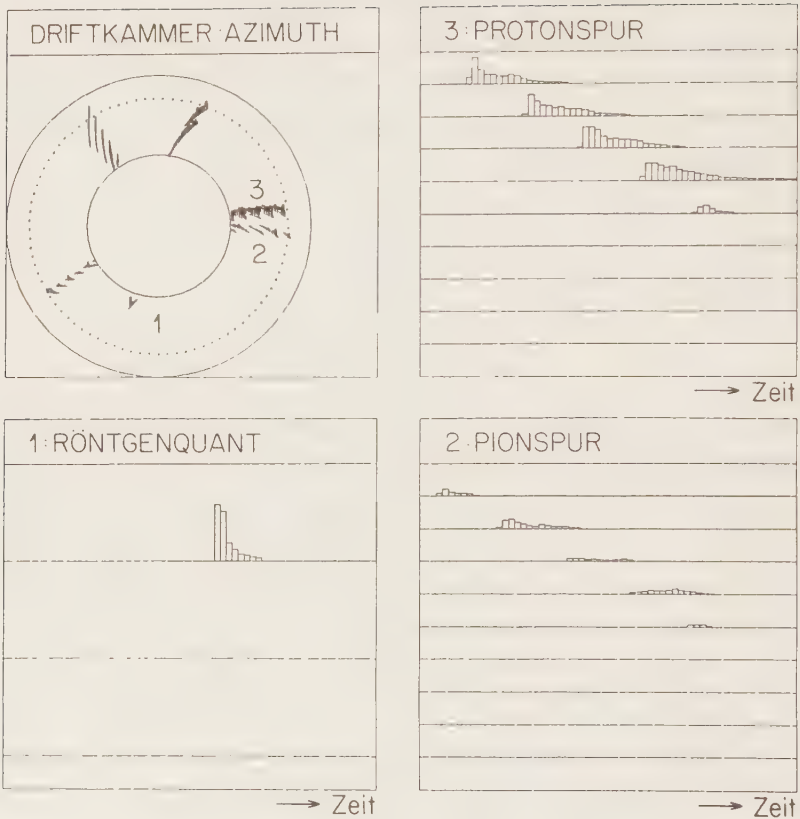


Abbildung 2.4: Ereignis mit Röntgenquant, Pion- und Protonspur in der Driftkammer. Die untereinander dargestellten Histogramme entsprechen aufeinanderfolgenden Drähten. Die Zeitskala ist in 32 nsec Intervallen, in denen die aufsummierten Impulse ausgelesen werden, aufgetragen.

Analog - Digital - Konvertiern während 32 nsec langen Intervallen aufsummiert werden. Abbildung 2.4 zeigt typische Signalformen von Röntgenstrahlen und Teilchenspuren mit verschiedenen Massen.

Die Messwerte der Spuren werden zu einer neuen Datenmenge umgeordnet. Im wesentlichen werden dabei jene Signale ignoriert, die von langsamen Elektronen herkommen. Die kleinsten (10%) und die grössten Pulshöhen (40% aus 100%) werden

verworfen und aus dem Rest wird der Mittelwert berechnet (truncated mean). Diese Methode gehört zur Klasse der robusten Schätzverfahren und wurde bereits erfolgreich von verschiedenen Experimenten verwendet [20,21]. Aus der Spurlänge im Detektor und diesem Mittelwert wird ein approximativer Wert für den Energieverlust pro Weglänge ermittelt. Diese willkürliche, jedoch sehr effektive Vorgangsweise führt trotz der schrägen Lage der Driftzellen bezüglich der Spuren und der geringen Anzahl von Messpunkten zu zuverlässigen Aussagen über die Teilchenart. Anschliessend wird der $\frac{dE}{dx}$ - Wertebereich durch eine lineare Transformation neu kalibriert:

$$\frac{dE}{dx} [\text{keV/cm}] = K \left(\frac{dE}{dx} [\text{Daten}] + d \right)$$

Als Eichpunkte zur Bestimmung der Parameter K und d (Tabelle 2.3) wird der Energieverlust von Pionen mit 210 MeV/c und der von Protonen mit 450 MeV/c Impuls ausgewählt. Abbildung 2.5 zeigt den Energieverlust von positiven und negativen Teilchen für pN_2 und pD_2 in Abhängigkeit des Impulses. Das Protonenband im Stickstoff Datensatz ist deutlich zu erkennen. Bei den Deuterium Daten wird dieses wegen der geringen Häufigkeit erst nach einer Skalierung auf 5% des Maximums sichtbar.

	K [keV/cm]	d	σ_0 [keV/cm]
Messperiode 84 (N_2 Daten)	3.385	-0.47	0.279
Messperiode 85 (D_2 Daten)	3.816	-0.57	0.471

Tabelle 2.3: Kalibration des Energieverlust - Kriteriums.

Der Korrekturfaktor $(1+\nu)$ zum mittleren Energieverlust (2.2) sowie die Breite $\sigma(\frac{p}{m})$ sind empirisch durch Polynome gegeben.

$$\nu(\eta) = \begin{cases} -1.174 + 4.381\eta - 4.578\eta^2 + 0.896\eta^3 & \text{für } \eta \in [0.1, 0.6] \\ 0 & \text{für } \eta \in [0.6, \infty) \end{cases}$$

$$\sigma(\eta) = \begin{cases} \sigma_0 (21.01 - 55.03\eta + 58.70\eta^2 - 27.86\eta^3 + 4.92\eta^4) & \text{für } \eta \in [0.1, 1.8] \\ \sigma_0 1.332 & \text{für } \eta \in [1.8, \infty) \end{cases}$$

Abbildung 2.6 zeigt die Verteilung des Energieverlustes für positive Teilchen nach der Standardisierung bezüglich der Proton - Hypothese. Der Untergrund wird durch das

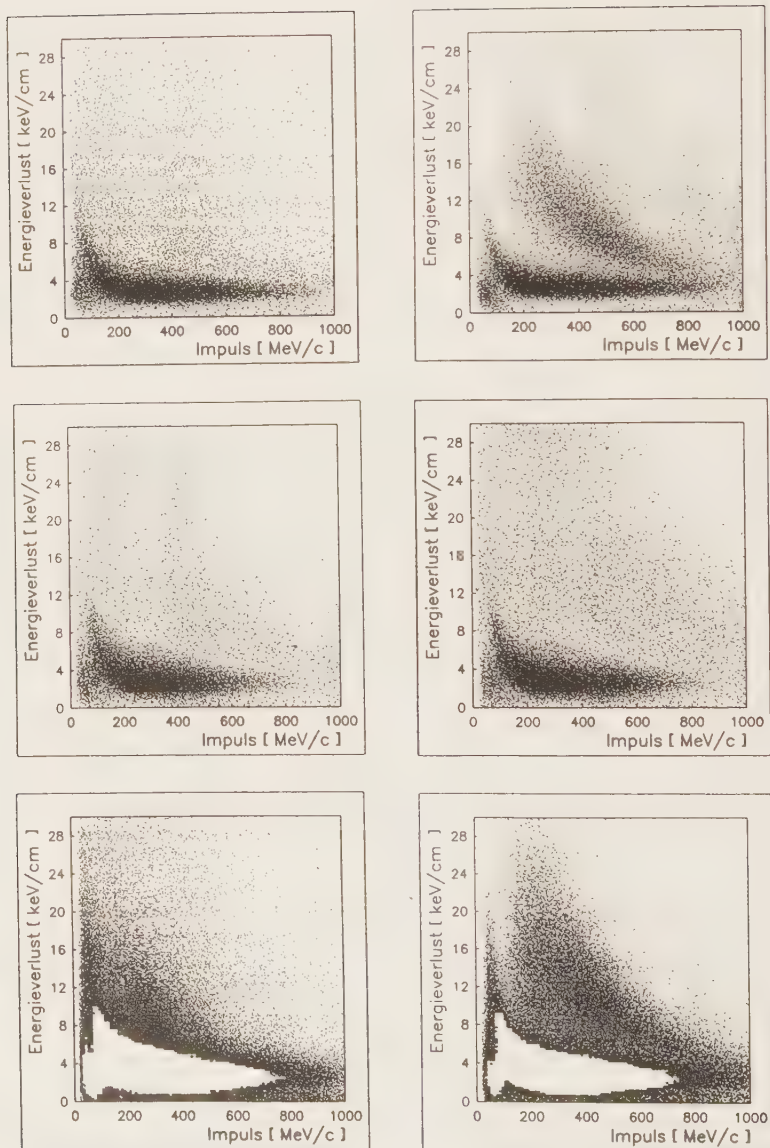


Abbildung 2.5: Der Energieverlust geladener Teilchen bei pN_2 (Oben) und pD_2 (Mitte) Prozessen und pD_2 nach einer Neuskalierung (Unten). Auf der linken Seite befinden sich die Spektren für negativ- und auf der rechten Seite für positiv geladene Teilchen.

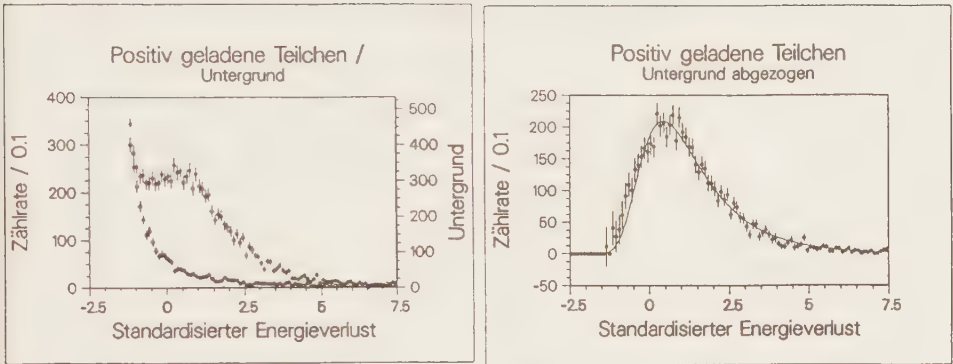


Abbildung 2.6: Der Energieverlust nach der Standardisierung bezüglich der Proton Hypothese für positiv geladene Teilchen (links) und nach der Untergrundsubtraktion (rechts) bei pD_2 Prozessen. Im linken Bild ist der Untergrund mit dem entsprechenden Skalierungsfaktor aufgetragen, die Skala auf der rechten Seite entspricht der ursprünglichen Rate. Die eingezeichnete Kurve im rechten Bild ist die Verteilung nach Moyal (siehe Text).

Spektrum der negativ geladenen Teilchen mit der gleichen Standardisierung abgeschätzt. Nach der entsprechend gewichteten Subtraktion zeigt das resultierende Spektrum die erwartete asymmetrische Form. Nach der Standardisierung gelingt eine gute Beschreibung durch den Ansatz von Moyal (2.5).

$$y = \frac{\frac{dE}{dx} - f^{BB}(\eta)}{\sigma(\eta)} \quad \eta = \frac{p}{m} \quad m = m_{Proton}$$

$$f\left(\frac{dE}{dx}, \eta\right) = \frac{1}{\sigma(\eta)} \psi(y)$$

Die zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte in den Variablen $(p, \frac{dE}{dx})$ wird durch das Produkt

$$f\left(\frac{dE}{dx}, p\right) = f^{Impuls}(p) \times f\left(\frac{dE}{dx}, \eta\right)$$

definiert. Der erste Faktor beschreibt die empirische Impulsverteilung und wird durch ein thermodynamisches Modell (siehe Kapitel 2.4) beschrieben. Die Dichte ist durch die Parameter in der Impulsverteilung und durch die Masse im Anteil des Energieverlustes von der Teilchenart abhängig. Die beiden Teilchenhypothesen (Pion oder Proton) werden mit dem empirischen Verzweungsverhältnis $N_{\pi,p}$ gewichtet und danach wird

eine Entscheidung durch das Maximum - Likelihood Kriterium getroffen. Zusätzlich zu dieser Entscheidung wird noch ein 99.9% Konfidenzintervall auf den Energieverlust verlangt. Abbildung 2.7 zeigt die selektierten Protonen bei N_2 und D_2 Daten. Entscheidend dafür, das Verzweungsverhältnis in das Auswahlkriterium einzubeziehen, war der Anspruch den pionischen Untergrund unter einem gewissen Grenzwert zu halten. Für einen kritischen Datenpunkt $(\frac{dE}{dx}, p) = (6 \text{ keV/cm}, 300 \text{ MeV/c})$ ist bei Deuterium Daten der relative Anteil an Pionen erheblich grösser als bei Stickstoff Daten. Wie die resultierende Grenzlinie zwischen Pionen und Protonen zeigt, ist das Kriterium für Deuterium Daten schärfer als für Stickstoff Daten formuliert. In Deuterium verbleiben in der Menge der ausgewählten Protonenkandidaten 33.1% positiv geladene Mesonen (bei Stickstoff 16.6%, siehe Kap. 2.4.3). Aus dem bekannten π^-/π^+ Verhältnis kann die Gesamtanzahl der positiv geladenen Mesonen bestimmt werden. Die Differenz zur Anzahl der positiv geladenen Teilchen führt auf die absolute Anzahl der Protonen. Der Vergleich dieser Grösse mit der absoluten Anzahl der ausgewählten Protonen ergibt für Deuterium $(29 \pm 5)\%$ und für Stickstoff $(19 \pm 4)\%$ Verlustanteil durch das Auswahlkriterium.

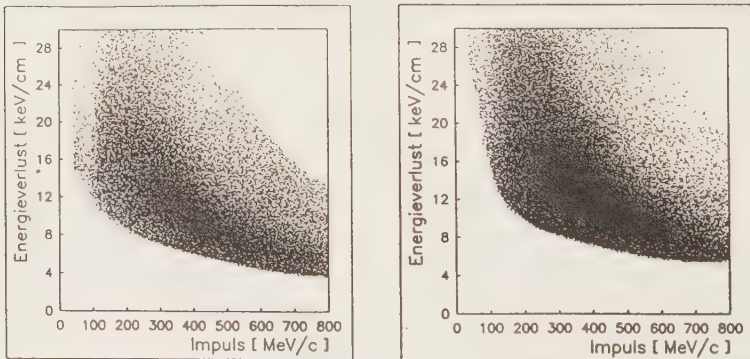


Abbildung 2.7: Selektierte Protonen bei N_2 (links) und D_2 Daten (rechts).

2.4 Impulsverteilungen von Pionen und Protonen

Zur Parametrisierung der inklusiven Impulsverteilungen eignen sich besonders thermodynamische Modelle. Ein derartiges Modell für $\bar{p}p$ Annihilation muss Energie - und Impulserhaltung garantieren und ein konstantes "chemisches" Potential (resp. Fugazität) besitzen. Eine unter diesen Forderungen konstruierte Gross - Mikrokanonische Gesamtheit wurde 1975 von Chaichian, Hagedorn und Hayashi veröffentlicht [22]. Durch die Fermiimpulse der Nukleonen und das Auftreten mehrstufiger Prozesse bei Antiproton Absorptionen an Kernen, kann die Energie- und Impulserhaltung jedoch nur durch äussere Potentiale und komplizierte Terme beschrieben werden. Aus diesen Gründen und wegen der analytischen Darstellungsmöglichkeit wird die Forderung nach Energie- und Impulserhaltung durch eine konstante mittlere Energie (Temperatur) ersetzt. Eine Beschreibung der Pion - Produktion bei hochenergetischer Nukleonstreuung wurde von Cugnon, Kinet und Vandermeulen präsentiert [23]. Sie vergleichen das thermodynamische Modell mit einem Isobar - Modell, in dem die emittierten Pionen aus Δ - Resonanz Zerfällen erzeugt werden. Für ideale Systeme ohne Wechselwirkung ist die Besetzungszahl für eine Grosskanonische Gesamtheit durch

$$\begin{aligned}
 N &= \sum_{\nu} \frac{1}{\sigma^{-1} e^{\frac{\epsilon_{\nu}}{kT}} + i} \\
 i &= \begin{cases} 0 & \text{Maxwell - Boltzmann (MB) Statistik} \\ -1 & \text{Bose - Einstein (BE) Statistik} \\ 1 & \text{Fermi - Dirac (FD) Statistik} \end{cases} \\
 \sigma &= e^{\frac{\mu}{kT}} \text{ Fugazität} \\
 \mu &\quad \text{chemische Potential} \\
 T &\quad \text{Temperatur}
 \end{aligned}$$

gegeben [24]. Der Zustand ν ist durch seinen Vierervektor und durch die inneren Quantenzahlen bestimmt. Nach dem Übergang von der Summe zum Integral

$$\nu \longrightarrow \delta(P^2 - m^2) d^4P$$

der Integration über die Energie

$$\int \delta(P^2 - m^2) d^4P \longrightarrow \frac{d^3\vec{p}}{2E}$$

und der Integration über den Raumwinkel

$$d^3\vec{p} = p^2 dp d\Omega \quad \int d\Omega = 4\pi$$

folgt mit $\varepsilon = E - m$ (kinetische Energie)

$$dN = \frac{1}{N} \frac{1}{\sigma^{-1} e^{\frac{m}{kT}} e^{\frac{E}{kT} + i}} \frac{p^2}{E} dp \quad (2.6)$$

und daher

$$\frac{dN}{dp} = \frac{1}{N} \frac{p^2}{E} \frac{1}{b e^{\frac{E}{E_0} + i}} \quad (2.7)$$

N Normierung

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

$$b = \sigma^{-1} e^{-\frac{m}{E_0}}$$

$$E_0 = k T$$

Für unterscheidbare Teilchen (MB Statistik) wird oft der Zusammenhang

$$\frac{E}{p^2} \frac{dN}{dp} \propto e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (2.8)$$

zur Bestimmung der Temperatur benützt [13,25].

Für die Anpassung der Spektren an die Modellfunktion muss die Impulsabhängigkeit der Akzeptanz bekannt sein. Sie wird durch eine Monte Carlo Simulation ermittelt. Für Ereignisse mit vier Spuren mit jeweils gleichem Impuls wird bei isotroper Winkelverteilung der Impuls von 0 bis 270 MeV/c variiert. Für die Simulation der Effizienz und des Rauschens in den Drahtkammern werden für Gruppen von 32 Drähten empirische Werte verwendet. Ebenso wird für die Vertexverteilung das gemessene Spektrum simuliert [26]. Die in Abbildung 2.8 (oben) dargestellte Akzeptanzkurve berücksichtigt nur Spuren, die um weniger als 20 % vom vorgegeben Wert abweichen. Im niederenergetischen Bereich ($|\vec{p}| \leq 80$ MeV/c) wird die Aufblähung des relativen Fehlers, wie sie in Gleichung (2.1) beschrieben ist, beobachtet. In diesem Impulsbereich entstehen wegen der kurzen Spuren Unsicherheiten in der Spurerkennung und daher Mehrdeutigkeiten in der Analyse. Diese werden durch die Begrenzung eliminiert. Im Impulsintervall

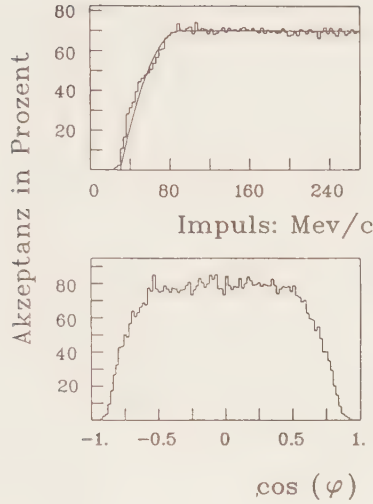


Abbildung 2.8: Akzeptanz der Apparatur bei niedrigen Impulsen. Die eingezeichnete Kurve im kritischen Bereich entspricht einer Näherung durch eine Parabel. In der unteren Darstellung bezeichnet φ den Raumwinkel zur Strahlachse.

[30 MeV/c , 90 MeV/c] kann die Akzeptanz (A) näherungsweise mit einer Parabel

$$A = A_0 \times \left\{ 1 - \left(\frac{p_1 - p}{p_1 - p_0} \right)^2 \right\}$$

$$p_0 = 30 \text{ MeV/c} , p_1 = 90 \text{ MeV/c}$$

beschrieben werden. Ab $p \geq 90 \text{ MeV/c}$ bleibt die Akzeptanz (A) innerhalb von 5 % Schwankung konstant bei $A_0 = 0.7$. Diese relative Unsicherheit wird für die Zählraten in den Impulsspektren als systematischer Fehler berücksichtigt. In Abbildung 2.8 (unten) ist die Akzeptanz in Abhängigkeit des Raumwinkels zur Strahlachse (vgl. auch Tabelle 2.1) dargestellt.

2.4.1 Diskussion der gemessenen Pion - Spektren

Für das inklusive Impulsspektrum werden nur $\bar{p}$ Stop Daten verwendet. Andere Aufnahmebedingungen erhöhen die Multiplizitäten der geladenen Teilchenspuren und

verfälschen daher die Struktur des Spektrums. Wegen des Proton - Untergrunds werden für das Pion Spektrum nur Messungen von negativ geladenen Teilchen betrachtet.

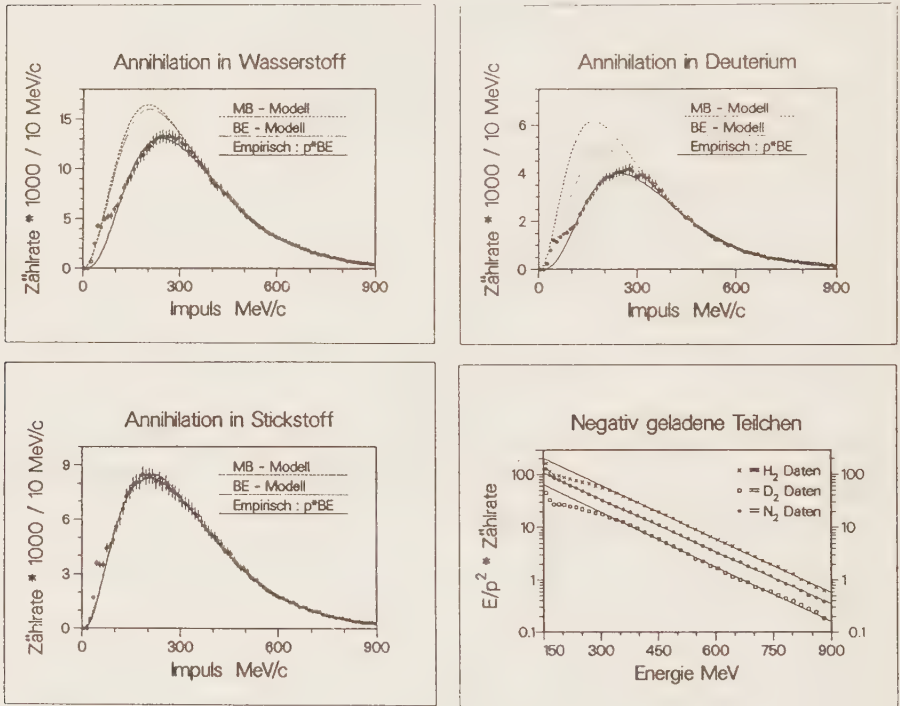


Abbildung 2.9: Impulsverteilungen der negativ geladenen Teilchenspuren für Wasserstoff-, Deuterium- und Stickstoff Prozesse.

Weder Maxwell Boltzmann Statistik noch Bose Einstein Statistik können bei den Wasserstoff- und bei den Deuterium Daten den Bereich $p \in [100 \text{ MeV/c}, 300 \text{ MeV/c}]$ beschreiben. Eine gute empirische Darstellung erfolgt durch eine Modellfunktion $f^{Emp} = p \cdot f^{BE}$. Für die im vorhergehenden Kapitel über das Auswahlkriterium der Protonspuren verlangte explizite Darstellung der Impulsverteilung wird diese Form gewählt. Abbildung 2.9 (links oben) zeigt die an Wasserstoffdaten angepassten drei Modellkurven. Für die Anpassung an das MB und das BE Modell werden nur Impulse, oberhalb 300 MeV/c verwendet. Für die empirische Modellfunktion kann der Bereich

Parameter		Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
MB - Statistik	Bereich [MeV/c]	300-900	300-900	100-900
	n / χ^2	58 / 28.4	58 / 40.7	78 / 25.9
	E_0 [MeV]	127.9 ± 0.7	125.5 ± 0.8	131.4 ± 0.5
BE - Statistik	n / χ^2	57 / 28.9	57 / 35.8	77 / 25.7
	b	14.4 ± 2.1	0.61 ± 0.29	32.1 ± 6.6
	E_0 [MeV]	127.9 ± 0.7	128.8 ± 1.7	131.6 ± 0.6
empirisch: p $\times$ BE in (100,900)	n / χ^2	77 / 29.6	77 / 95.1	77 / 21.7
	b	0.61 ± 0.05	0.90 ± 0.02	0.31 ± 0.1
	E_0 [MeV]	104.6 ± 0.5	101.8 ± 0.4	106.8 ± 0.5

Tabelle 2.4: Daten der Impulsverteilungen der negative geladenen Teilchen. Die im Text beschriebenen Parameter besitzen im empirischen Modell keine physikalische Bedeutung.

bis zu 100 MeV/c erweitert werden. Die Abweichungen unterhalb 90 MeV/c werden den schon erwähnten Fehlern bei der Spurerkennung zugeschrieben. Es ist zu bemerken, dass durch die quantenmechanische Korrektur keine wesentliche Verbesserung erreicht werden kann. Die starke Abweichung kann durch die Näherung einer mittleren kinetischen Energie statt einer korrekten und fixierten Gesamtenergie erklärt werden. Analoge Argumente lassen sich für die in Abbildung 2.9 (rechts oben) dargestellten Deuterium Spektren verwenden. Die Annahme eines chaotischen thermischen Systems wird durch die Daten widerlegt. Bei Absorption an Stickstoffkernen scheint diese Annahme besser gerechtfertigt. Das klassische Maxwell Boltzmann Modell beschreibt die gemessenen Daten im Impulsbereich mit konstanter Akzeptanz (Abbildung 2.9 links unten).

Im Vergleich lässt sich bei allen drei Datensätzen der gleiche exponentielle Abfall feststellen. Abbildung 2.9 (rechts unten) benutzt den Zusammenhang (2.8), bei dem in einer logarithmischen Darstellung das MB - Modell als Gerade erscheint. Tabelle 2.4 zeigt die berechneten Temperaturen für die verschiedenen Modelle und Daten. Cugnon und Vandermeulen [27] finden bei der Absorption von Antiprotonen an ^{98}Mo Kernen einen nieder- und einen hochenergetischen Anteil im Pionspektrum. Sie ordnen dem hochenergetischen Anteil mit der Temperatur $T = 114$ MeV Pionen, die ungestreut direkt aus der Annihilation hervorgegangen sind, zu. Im niederenergetischen Bereich

findet man die Pionen, die durch Wechselwirkung mit den übrigen Nukleonen "thermalisiert" worden sind. Dies erklärt den relativen Überschuss gegenüber Wasserstoff und Deuterium und den besseren Fit durch das MB - Modell.

2.4.2 Reichweite und Impulskorrektur für Protonenspuren

Für die Proton Spektren gilt es ebenfalls experimentelle Korrekturen anzubringen. Die mittlere Reichweite $R_t(T)$ von Teilchen der kinetischen Energie T kann in der Näherung kontinuierlichen Abbremsens in der Form

$$R_t(T_2) = \int_{T_1}^{T_2} S^{-1} dT$$

$$S = - \frac{dT}{ds} \quad \begin{array}{l} \text{mittlerer Energieverlust pro Weglänge} \\ T_1 \quad \text{thermische Energie eines Teilchens} \end{array}$$

dargestellt werden. Wegen der Asymmetrie im Energieverlust unterscheidet sich diese theoretische mittlere Reichweite von der experimentell gemessenen mittleren Reichweite R_m um eine empirisch bestimmte Grösse ΔR [28].

$$R_m(T) = R_t(T) - \Delta R$$

Die Berechnung der Reichweite und des Energieverlustes mit Hilfe dieser Daten erfolgt in drei Schritten:

- ⊙ Für gegebene kinetische Energie T_{in}
wird die Reichweite $R(T_{in})$ abgelesen:
$$T_{in} \longrightarrow R(T_{in})$$
- ⊙ Von dieser Zahl wird die aktuelle
Flächendichte subtrahiert :
$$R(T_{in}) - F = R(T_{out})$$
- ⊙ Aus der Tabelle kann die resultierende
kinetische Energie T_{out} abgelesen werden:
$$R(T_{out}) \longrightarrow T_{out}$$

Abbildung 2.10 zeigt die Anordnung der verschiedenen Medien und die resultierenden Flächendichten ($[\text{mg}/\text{cm}^2]$) des Spektrometers normal zur Strahlachse. Der Mindestimpuls für Protonen um die Aluminiumfolie zu erreichen beträgt $83 \text{ MeV}/c$ (XDC - Spuren). Um eine Spur in den Drahtkammern C1 bis P1 zu ziehen, werden mindestens $130 \text{ MeV}/c$ benötigt, und mit einem Anfangsimpuls von $163 \text{ MeV}/c$ könnte ein normal zur Strahlachse verlaufendes Proton bis zur Bleifolie gelangen. Um diese zu durchdringen benötigt es allerdings einen Impuls von $327 \text{ MeV}/c$.

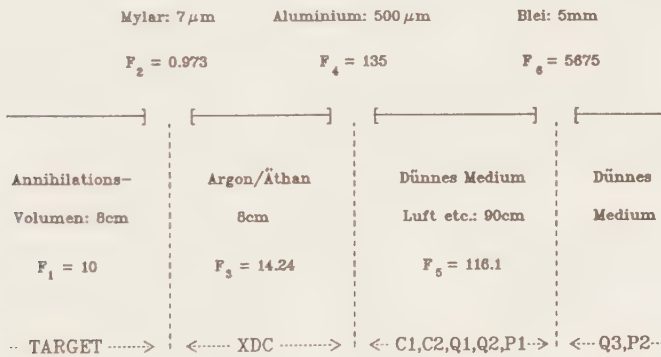


Abbildung 2.10: Schematische Anordnung der Materialien der Apparatur und deren Flächendichten ($[\text{mg}/\text{cm}^2]$) normal zur Strahlachse.

Der Impulsverlust in den Drahtkammern erzeugt im Azimuth eine Verzerrung der Kreisbahn zu einem Spiralabschnitt. Eine vollständige Korrektur der Impulswerte erfordert daher eine neue Analyse mit Hilfe konformer Abbildungen. Die durchgeführte Korrektur beschränkt sich nur auf den Impulsverlust vor der Drahtkammer C1 und besteht im Wesentlichen aus der Berechnung des Energieverlustes in der Aluminiumfolie. Dazu wird die wahre Weglänge der Spur im Aluminium berechnet und mit der Dichte multipliziert. Zu dieser Flächendichte wird ein kleiner konstanter Beitrag für den Energieverlust vor dem Aluminium addiert.

$$F = \frac{\rho d}{\cos(\alpha)} + c$$

$$\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$$

$$d = 0.05 \text{ cm}$$

$\alpha \dots$ Winkel der Spur zur Flächennormalen im Aluminium

$$c = 0.02 \text{ g/cm}^2$$

Bei der Berechnung der Impulskorrektur wird nach dem obigen Schema in umgekehrter Reihenfolge vorgegangen: Aus dem gemessenen Impuls wird über die kinetische Energie die Reichweite berechnet. Nach der Addition der aktuellen Flächendichte kann aus der neuen Reichweite auf die Anfangsenergie und daher auf den Anfangsimpuls geschlossen werden. Bei 84 % (resp. 54 %) der durch den gemessenen Energieverlust ausgewählten Protonkandidaten beträgt die Impulskorrektur weniger als 5 % (resp. 1%).

2.4.3 Diskussion der gemessenen Proton - Spektren

Aus den obigen Überlegungen kann geschlossen werden, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Protonen oberhalb 200 MeV/c konstant ist. Nur der hochenergetische Anteil im Protonimpulsspektrum wird daher mit thermodynamischen Modellen verglichen, und nur $\bar{p}$ Stop Daten berücksichtigt. Abbildung 2.11 (links oben) vergleicht die beiden unkorrigierten Impulsspektren der Protonkandidaten für Stickstoff und Deuterium. Der Unterschied im Bereich [200, 400 MeV/c] wird durch die verschiedenen Untergrundbeiträge erzeugt. Die Abschätzung des Untergrunds erfolgt durch einen Vergleich mit negativ geladenen Teilchen: Bei exakt gleichen Kriterien wird für diese die Anzahl der "Proton" Kandidaten ermittelt. Nach einer Skalierung auf das Verhältnis π^-/π^+ kann der Anteil der positiv geladenen Pionen im Spektrum der Protonkandidaten abgeschätzt werden. Das Verhältnis π^-/π^+ wird aus Spuren im Impulsintervall [80,700 MeV/c], die der Pion Hypothese im Energieverlustkriterium entsprechen, gebildet. Tabelle 2.5 zeigt die relevanten Zahlen für diese Abschätzung.

Die Impulse der in Abbildung 2.11 (Mitte) gezeigten Spektren sind für den Energieverlust im Aluminium korrigiert. Sie demonstrieren das bei den Energieverlustmessungen angedeutete vergrößerte Proton - Pion - Verhältniss bei Stickstoff Prozessen.

Bei Absorption von Antiprotonen an Deuteronen wird ein beobachtetes Proton als Beobachter - Proton bezeichnet. Der Impuls dieses unterscheidbaren Fermions wird durch die Dynamik des Prozesses bestimmt und wird für den niederenergetischen Bereich

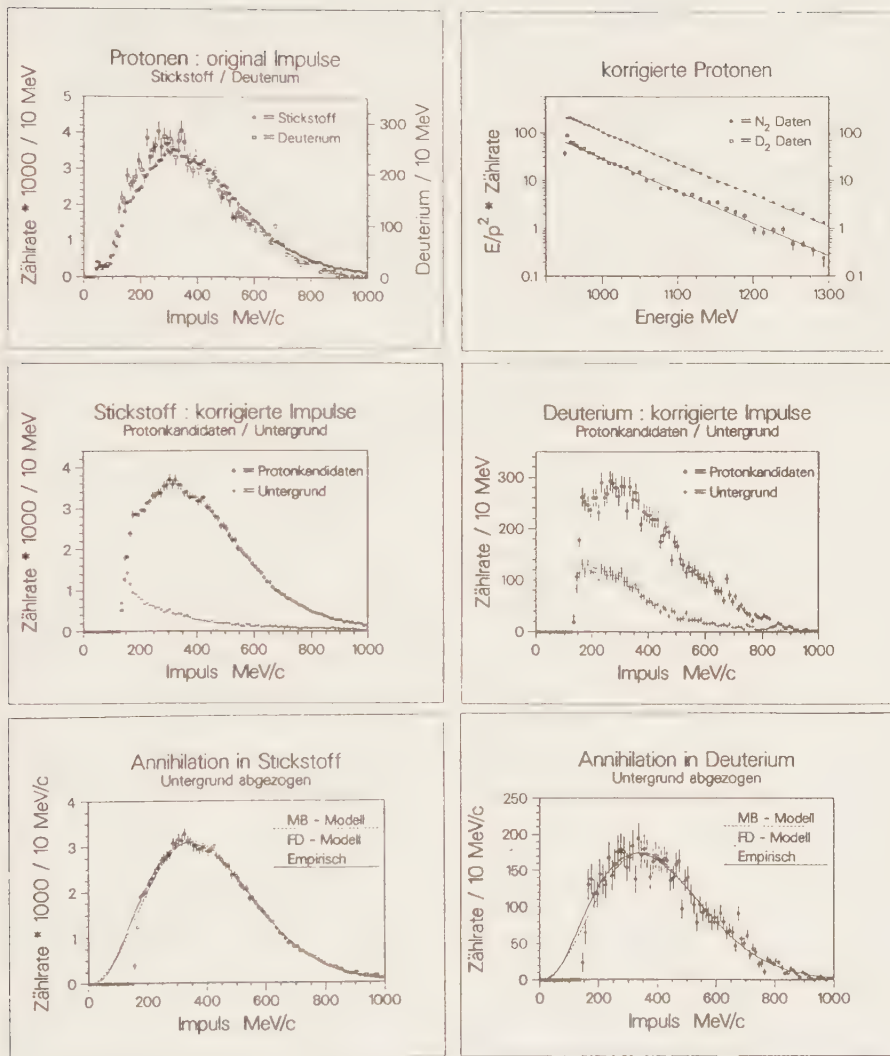


Abbildung 2.11: Impulsverteilungen der gemessenen Protonen bei Deuterium- und Stickstoff Prozessen. In der logarithmischen Darstellung (oben rechts) entsprechen den eingezeichneten Geraden Maxwell - Boltzmann Verteilungen. In den unteren Darstellungen sind die Impulse auf den Energieverlust vor der Messung korrigiert.

	Anzahl der Ereignisse	Proton-Kandidaten	Untergrund korrigiert	Faktor π^-/π^+	π^+ Untergrund	Anzahl der Protonen
N ₂	339 982	158 754 100 %	33 193	0.793	26 322 16.6 %	132 432 83.4 %
D ₂	127 814	11 167 100 %	4 893	0.756	3 697 33.1 %	7 470 66.9 %

Tabelle 2.5: Anzahl der Protonen und Untergrundanteil.

Parameter		Deuterium	Stickstoff
MB - Statistik	Bereich [MeV/c]	200-900	200-900
	n / χ^2	68 / 83.6	68 / 44.5
	E_0 [MeV]	63.8±0.7	65.7±0.3
FD - Statistik	n / χ^2	67 / 83.6	67 / 44.5
	b [10 ⁻³]	0.21±0.05	856.±30.
	E_0 [MeV]	63.8±1.2	65.7±0.3
empirisch: $p \times BE$	n / χ^2	67 / 79.1	67 / 39.3
	b [10 ⁻⁹]	99.±6.	114.±4.
	E_0 [MeV]	56.5±0.4	58.1±0.2

Tabelle 2.6: Daten der Impulsverteilungen der Protonen. Die im Text beschriebenen Parameter besitzen im empirischen Modell keine physikalische Bedeutung.

($p < 200$ MeV/c) keiner thermodynamischen Verteilung gehorchen (Fermi - Impuls). Bei Annihilation im Stickstoff können auch mehrere Protonen beobachtet werden. Analog zu den Pion Impulsspektren kann in diesem Datensatz eine bessere Übereinstimmung mit dem thermodynamischen Modell erwartet werden. Die quantenmechanische Korrektur auf die Fermi Dirac Statistik zeigt in beiden Datensätzen keinen Einfluss. Bei den in Abbildung 2.11 (unten) gezeigten Spektren fallen beide Modellkurven übereinander.

Das bereits bei den Pion Impulsspektren verwendete empirische Modell beschreibt beide Datensätze ausgezeichnet, lässt jedoch keine physikalische Interpretation zu. Der Grund für die Übereinstimmung liegt in der grösseren Flexibilität der Kurvenschar bezüglich der Maxima. Diese Parametrisierung wird für den Impulsanteil im Ener-

gieverlustkriterium verwendet. Die Parameter der Anpassung für die verschiedenen Modelle sind in Tabelle 2.6 angeführt. Die Fehler beziehen sich auf die statistischen Schwankungen der geschätzten Parameter. Systematische Effekte können sehr schwer abgeschätzt werden, da das Modell prinzipiell nur eine Näherung für die beobachteten Spektren darstellt. Abbildung 2.11 (rechts oben) zeigt eine logarithmische Darstellung der Daten im Vergleich mit dem Maxwell Boltzmann Modell. Bei der Annihilation von Antiprotonen an ^{98}Mo Kernen [27] wurde für den hochenergetischen Anteil im Spektrum der beteiligten Nukleonen der durchaus vergleichbare Wert $T = 53 \text{ MeV}$ abgelesen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass in grober Näherung die Impulsverteilungen einer klassischen Maxwell Boltzmann Verteilung gehorchen und die entsprechenden Temperaturen bei grösseren Ruhemassen absinken [25].

Kapitel 3

Baryonen im Endzustand

3.1 Überblick über vorhandene Resultate

Ausser einigen wenigen Ereignissen, die mit Emulsionstechniken Antiproton Annihilation in Kernen zeigten [29], gibt es noch eine Arbeit, bei der in einer mit Propan gefüllten Blaskammer Annihilationsereignisse im Kohlenstoff untersucht wurden [30]. Unterscheidbar von den Wasserstoffereignissen im gleichen Experiment sind diese Ereignisse (170 mit $\bar{p}$ in Ruhe) durch zusätzliche "schwarze Spuren", d.h. stärker ionisierende Teilchen wie Protonen oder schwere Kernfragmente, und dadurch, dass die Ladungssumme für die beobachteten Spuren nicht notwendigerweise 0 ist, wie für $\bar{p}p$. Trotz der kleinen Gesamtzahl an Ereignissen enthält jedoch diese Arbeit alle wesentlichen Aspekte, die in diesem Kapitel ebenfalls zur Sprache kommen werden und zwar die Verteilung der Pionmultiplizität, die Spektren der Baryonen (Protonen und Hyperonen) und die relative Häufigkeit der Annihilationen an Proton und Neutron im Kern. Die Autoren ziehen die folgenden Schlüsse: Die Pion Multiplizität in Kohlenstoff ist etwas kleiner als diejenige im Wasserstoff, was der Absorption der Pionen durch den Restkern oder dessen Fragmente zugeschrieben wird. Dies wird auch belegt durch die beobachteten schweren Annihilationsprodukte (mehrheitlich Protonen), die aus den folgenden fünf Prozessen stammen können:

- a) Absorption des Annihilationsprodukts Pion am Restkern, z.B. $\pi^{\pm}d \rightarrow pp, nn$
- b) Inelastische oder durch Ladungsaustausch hervorgerufene Streuung der Pionen an den restlichen Nukleonen

- c) Quasielastische Streuung eines Antiprotons an einem Nukleon, welches dann anschliessend an einem anderen Nukleon des gleichen Kerns annihiliert
- d) Abdampfen von Nukleonen aus angeregten Kernzuständen
- e) Annihilationen, die direkt zwei oder mehrere Nukleonen involvieren ohne einen Zwischenzustand mit reellen Pionen.

Die Abschätzungen zu den Mechanismen a) und b) ergeben die richtige Grössenordnung für die beobachteten Differenzen zwischen der mittleren Energie der Pionen im Wasserstoff bzw. Kohlenstoff - Fall. Weitere Experimente in Kernen mit Antiprotonen in Ruhe sind nicht durchgeführt worden, so dass sich der Vergleich der hier präsentierten Daten im wesentlichen auf den Deuterium - Teil beschränkt. Für Deuterium liegen allerdings eine Reihe von Experimenten vor [25,31-42], deren Interpretation Gegenstand einer Vielzahl von theoretischen Arbeiten war, von denen einige Aspekte im folgenden kurz skizziert werden sollen.

Die ersten theoretischen Überlegungen zu Streuprozessen an Deuteronen gehen auf Glauber [43] (1955) zurück. Er interpretierte die Differenz zwischen der Summe der gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für $\sigma(p,p) = 48$ mb und $\sigma(p,n) = 42$ mb und dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(p,d) = 81$ mb als Abschirmeffekt. In den späteren Arbeiten [44,45] konnten die Wirkungsquerschnitte für hohe Teilchenenergien in Einfach- und Doppelstreuterme bzw. deren Interferenzen zerlegt werden. Auf Antiprotonprozesse angewendet konnte im Vergleich mit Blasenkammerdaten gezeigt werden, dass die Glauber Theorie den Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}d$ Prozesse im Impulsintervall 300-600 MeV/c beschreibt [46,47], also eine gute Beschreibung für Punkt c) vorliegt. Allerdings muss zusätzlich eine Korrektur für am unbeteiligten Nukleon gestreute Pionen angebracht werden (Punkt b.). Der verbleibende Restkern bei Absorption an Kernen muss also, wie Agnew et al. [30] richtig vermuteten, berücksichtigt werden, obwohl der Wechselwirkungsbereich als klein gegen den mittleren Proton - Neutron Abstand angesehen werden kann [48,49]. Ohne diese zusätzliche Komplikation kann der Vorgang wie ein Abstreiffprozess [50] vom Typ $\bar{p}(d,p)$ Mesonen oder $p(d,n)$ Mesonen betrachtet werden: Das verbleibende Baryon behält dabei im wesentlichen den Impuls der relativen internen Bewegung (Stossnäherung). Bei einer Bindungsenergie von 2.225 Mev im Grundzustand [51] kann der Impuls in der Grössenordnung von 50 MeV/c liegen. Dies

zeigt sich deutlich in den Proton Spektren, die bei $\bar{p}d$ - Reaktionen beobachtet werden. Etwa 80% aller Protonen zeigen eine mit der Fourier - Transformierten einer einfachen Deuteron - Wellenfunktion verträgliche Impulsverteilung. Die restlichen 20% finden sich im hochenergetischen Teil und ergeben einen deutlichen Überschuss über die Schwänze des Stossnäherungsanteils, wobei die Form der Wellenfunktion relativ unbedeutend ist, z.B. zeigen die Hulthén - Wellenfunktion [52] oder eine von Morawsik vorgeschlagene Variante [53] keine grossen Unterschiede, auch wenn die Pion - Restkern Wechselwirkung mit berücksichtigt wird [44,54]. Lediglich bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}$ Reaktionen im Flug ergab eine Hamada - Johnston Wellenfunktion [55] mit einem Hard - Core Radius von 0.486 Fermi eine signifikante Reduktion der Reaktionsrate, da hier die Überlappung der Wellenfunktionen unterdrückt wird. Für den Anteil der hochenergetischen Protonen ist die Form der Wellenfunktion deshalb nicht so wesentlich, weil der Überlappingsgrad neben dem Hauptterm in der Stossnäherung und der Korrektur für Vielfachstreuungen [46] erst in zweiter Ordnung wichtig ist. Die Annihilation eines Antiprotons an einem überlappenden Proton - Neutron - Paar als Spezialfall eines sekundären Pionstreuprozesses ist zudem schwierig zu unterscheiden von einer direkten Annihilation am ganzen Deuteron. Da die Distanz zwischen Proton und Neutron im Deuteron nur 2 Fermi beträgt und die Nukleon - Dimensionen ungefähr ein Fermi betragen, sind solche Vorgänge denkbar [56]. Im Quark-Bag Modell könnte daher das Antiproton mit dem Deuteron sich zu einem Multiquark-Bag (Radius ~ 1 fm) vereinen, der im Annihilationsprozess in ein Nukleon und Pionen zerreißt [57].

An Hand der in Abbildung 3.1 gezeigten Diagramme lassen sich die verschiedenen Möglichkeiten veranschaulichen. Abbildung 3.1 a zeigt den Vorgang in der Stossnäherung, die in Abbildung 3.1 b gezeigte Wechselwirkung im Anfangszustand (Initial State Interaction ISI) spielt bei Annihilation in Ruhe eine untergeordnete Rolle. Im Flug zeigen diese Prozesse eine Vorwärts - Rückwärts Asymmetrie des Protonimpulses bezüglich der Antiproton - Richtung [56,58,59]. Aus der destruktiven Interferenz zwischen der Amplitude dieser Anfangszustandswechselwirkung und der Amplitude aus der Impulsapproximation wird eine Asymmetrie in die Rückwärtsrichtung vorausgesagt [59,60,61]. Bei einem Antiprotonimpuls von 1.09 bis 1.43 GeV/c wird die Häufigkeit dieser Prozesse bei einer Topologie des Endzustandes mit drei oder vier geladenen Teilchen mit

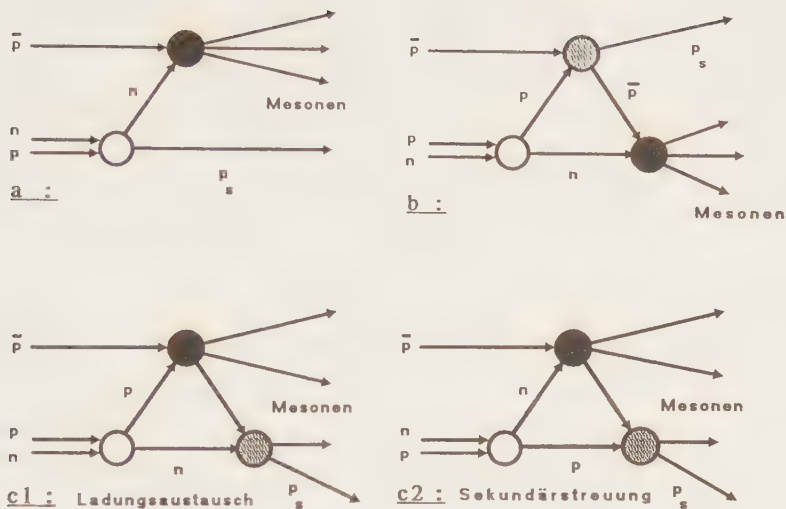


Abbildung 3.1: Dreiecks - Diagramme mit einem Proton im Endzustand. Die weiss gezeichneten Kreise stellen das Auseinanderbrechen des Deuterons dar (break up). Die dunkel gefärbten Flächen stellen die Annihilations - Vertices und die punktierten Kreisflächen die Streu - Vertices dar.

(5.3 ± 0.4 %) angegeben (bei fünf oder sechs geladenen Teilchen (6.4 ± 0.7 %) [56] im Vergleich zu dem erwähnten Überschuss von hochenergetischen Protonen von etwa 25%. Die in Abbildung 3.1 c dargestellten sekundären Streuprozesse (secondary scattering SS, Endzustands - Wechselwirkungen, final state interactions FSI) tragen bei diesen Energien (26.6 ± 1.8 %) (drei oder vier geladene Teilchen) beziehungsweise (21.7 ± 1.5 %) (fünf oder sechs geladene Teilchen) bei. Allerdings beruhen diese Verhältnisse auf einer Anpassung der beobachteten Winkelverteilungen und Verteilungen der invarianten Masse von (π^-p) bzw. (π^+p) im Endzustand, eine absolute Vorhersage des hochenergetischen Anteils erweist sich, vor allen Dingen bei Absorption in Ruhe als schwierig. Allerdings zeigt schon das deutliche Auftreten der $\Delta^{++}(1232)$ - Resonanz in (π^+p) Massenspektren, das die Endzustands - Wechselwirkung wichtig ist, wie dies schon Alberi et al. [42] vorhersagten, die die in totalen Wirkungsquerschnitt beobachteten "Reso-

nanzen" (z.B. S - Meson) durch solche Effekte erklären. Eine Abschätzung von Grach und Shmatikov [57] führt dagegen nur zu einem kleinen Beitrag dieses Diagramms. Sie beschreiben $\bar{p}d$ als Dreiteilchen - System dynamisch mit Fadeev Gleichungen und postulieren eher den Einfluss von Effekten, ausserhalb der Massenschale [62]. Auch solche Prozesse sind nicht unterscheidbar von Annihilation am ganzen Deuteron. Mit Hilfe von Hyperon - Spektren und Zwei - Teilchenprozessen vom Typ

$$\begin{aligned}\bar{p}d &\longrightarrow p + \pi^- \\ \bar{p}d &\longrightarrow \Lambda + K^0\end{aligned}$$

kann dieser Aspekt näher untersucht werden [34,63].

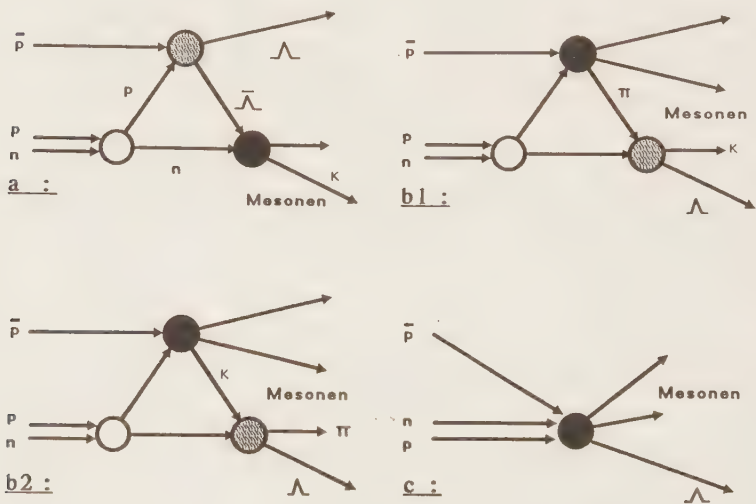


Abbildung 3.2: Dreiecks - Diagramme zur Erzeugung des Baryons Λ .

Eine Produktion des Hyperons Λ wurde bei Annihilation im Deuteron in Ruhe [25,34] und im Flug [64-68] sowie vereinzelt an schweren Kernen [30,69,70] beobachtet. Ein einzelnes Ereignis wurde im ersten Experiment in der Propan - Blaskammer gesehen. Zu den Diagrammen in Abbildung 3.1 können hier wieder Wechselwirkung in Anfangs- oder Endzustand oder Annihilation am ganzen Deuteron beitragen (Abbildung 3.2).

Anfangszustands Wechselwirkung : (Abbildung 3.2 a) Der Anfangszustandswechselwirkung entspricht ein Austausch des Antiteilchens $\bar{\Lambda}$. Bei Annihilation in Ruhe liegt das Baryon Λ weit weg von seiner Massenschale. Dieser Prozess kann daher die hohen Beobachtungsraten nicht erklären [66,67].

Sekundäre Streuung : (Abbildung 3.2 b_1, b_2) Der Streuprozess $\pi N \rightarrow K\Lambda$ erfordert für das gestreute reelle Pion einen hohen Impuls. Nur im exklusiven Prozess

$$\bar{p}d \longrightarrow \Lambda K\pi \quad \text{mit} \quad \bar{p}N \longrightarrow \pi\pi$$

ist ein nennenswerter Beitrag möglich. Wegen des dabei auftretenden monochromatischen Pions ist eine Unterscheidung zu den Prozessen b_2, c vorstellbar. Für die anderen Kanäle erscheint das Modell b_2 als geeignete Beschreibung. Parkin, Tovey und Wignall [67] beschreiben den totalen Wechselwirkungsquerschnitt für diese Prozesse als

$$\sigma(\bar{p}d \rightarrow \Lambda X) = \sigma(\bar{p}d \rightarrow K\bar{K}X) \times \frac{\langle \sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda X) \rangle}{\sigma_d}$$

mit

$$\begin{array}{ll} \sigma(pd \rightarrow K\bar{K}X) & \text{als Wirkungsquerschnitt für die Produktion von } K\bar{K} \\ & \text{Paaren und Pionen unabhängig von weiteren Streuprozessen} \\ \langle \sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda X) \rangle & \text{als Mittelung über alle möglichen Streuprozesse und Energien} \\ \sigma_d = \frac{4\pi}{\langle r^{-2} \rangle_d} & \text{mit } r \text{ als Abstand zwischen den Nukleonen im Deuteron.} \end{array}$$

Für die Hulthén Wellenfunktion nimmt σ_d den Wert 206 mb an, während für die Hard-Core Version von Hamada - Johnston $\sigma_d = 460$ mb errechnet wurde. Der resultierende Faktor 2.23 zeigt die starke Modellabhängigkeit von einem möglichen Überlapp der Proton- mit der Neutron Wellenfunktion. In diesem inkohärenten Modell wird für

$$|\vec{p}(\vec{p})| = 0 \Rightarrow \langle \sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda X) \rangle = 21.4 \text{ mb}$$

und daher das Verhältnis

$$\frac{\sigma(\bar{p}d \rightarrow \Lambda X)}{\sigma(\bar{p}d \rightarrow K\bar{K}X)} = \begin{cases} 0.104 & \text{für die Hulthén Wellenfunktion} \\ 0.052 & \text{für die Hamada - Johnston Wellenfunktion} \end{cases}$$

Eine Modellrechnung von S. Nozawa [71] mit Integration über alle drei Vertices (Break-up, Annihilation, Scattering) bringt für

$$\frac{\sigma(\bar{p}d \rightarrow K\pi\Lambda X)}{\sigma(\bar{p}d \rightarrow K\bar{K}nX)} = 3 \cdot 10^{-3}$$

wobei $m_x = 2m_\pi$ oder $2m_\pi < m_x < 4m_\pi$ gemittelt wurde. Für diese Berechnung wurde

$$\begin{aligned} |T(\bar{K}n \rightarrow \pi\Lambda)|^2 &= 1.5 \cdot 10^{-3} \\ \Psi_d &= N_d \left(\frac{1}{q^2 + a^2} - \frac{1}{q^2 + b^2} \right) \\ a &= 0.2317 \text{ fm}^{-1} \\ b &= 1.202 \text{ fm}^{-1} \\ N_d &= \frac{\sqrt{ab(a+b)}}{(b-a)\pi} \end{aligned}$$

verwendet. Experimentell ist eine Normalisierung auf die Kaon- Produktionsrate äusserst schwierig. Eine Antwort auf die Frage der Gültigkeit einer inkohärenten Rechnung sowie ein Hinweis auf die Existenz des Prozesses c kann durch den Vergleich der Λ -Produktionsraten in Deuterium und Stickstoff erhalten werden. Im Fall der Doppelstreuprozesse müssen die Raten im Verhältnis der vorhandenen sekundären Streuzentren stehen.

Annihilation am ganzen Deuteron : Falls Proton- und Neutron- Wellenfunktion im Deuteron eine grosse Überdeckungswahrscheinlichkeit besitzen, kann die Frage, ob diese Prozesse existieren, nicht beantwortet werden. Der Spezialfall der Sekundär Streuung, in dem die drei Vertices zusammenfallen ist im Mesonenbild ununterscheidbar zu diesem Prozess. Eine Rechnung mit der gesamten Quark- Dynamik könnte möglicherweise Verschiedenheiten aufzeigen. Im Falle eines Überdeckungsverbotes, wie es durch die Hamada - Johnston Wellenfunktion vorgegeben wird, liegen die erzeugten Mesonen auf ihrer Massenschale. Unter dieser Voraussetzung wird ein signifikanter Unterschied zwischen den Prozessen b_2 und c in der Impulsverteilung des Baryon Λ möglich. Wegen des geringen Energieübertrags wird bei den Streuprozessen eine kleinere Rate an hochenergetischen Teilchen erwartet.

Entscheidend für das Auftreten von sekundären Streuprozessen ist neben dem Impuls der erzeugten Mesonen auch deren Anzahl. Eine absolute Angabe der Kaonrate aus den Daten ist mit der vorhandenen Apparatur nicht möglich. Für exklusive Zerfallskanäle in

geladene Teilchen konnten Kaonen separiert und die Verzweungsverhältnisse bestimmt werden [9,26,72,73]. Für das Auftreten hochenergetischer Protonen genügt jedoch die Kenntnis der durchschnittlichen Mesonenrate pro Ereignis, die aus der Rate der geladenen Mesonen (im Wesentlichen $\pi^+\pi^-$) extrapoliert werden kann. Im Vergleich der $\bar{p}D_2$ und pN_2 Prozesse ist eine Überprüfung der Anzahl dieser Streumesonkandidaten unumgänglich. Für die Λ Produktion in beiden Datensätzen muss vorerst die gleiche Kaonrate hypothetisch angenommen werden.

3.2 Multiplizitäten geladener Teilchenspuren

Wegen der beschränkten Akzeptanz ist eine exakte Angabe der Multiplizitäten, wie sie durch Blasenkammerexperimente erfolgte, nicht möglich [74,75,76]. Für Annihilation im Deuteriumgas können die Prozesse einfach unterteilt werden: Sieht man von Annihilation am ganzen Deuteron vorerst ab, kann in guter Näherung aus der Anzahl geladener Mesonen auf Annihilation am Proton (gerade Anzahl) und am Neutron (ungerade Anzahl) geschlossen werden.

Der Methode aus der Anzahl der gesehenen Teilchen $\hat{n}$ auf die Anzahl der vorhandenen geladenen Teilchen $\hat{m}$ zu schliessen, liegt folgende Idee zu Grunde: Obwohl für ein spezielles Ereignis die Wahrscheinlichkeit eines der Teilchen im Endzustand zu beobachten abhängt von den Impulsen der anderen Teilchen, kann doch im statistischen Mittel jedem Teilchen die gleiche durch die Apparatur festgelegte Nachweiswahrscheinlichkeit zugeordnet werden. Dies gilt insbesondere auch deswegen, weil Endzustände mit genau zwei Pionen selten sind. Durch den Vergleich mit Wasserstoff kann die mittlere geometrische Akzeptanz bestimmt werden. Ein Eingabevektor ($\hat{n} = (\hat{n}_0, \hat{n}_1, \dots, \hat{n}_6), \hat{n}_i$ ist die Anzahl der Ereignisse mit i gesehenen Spuren) ist mit dem Ausgabevektor ($\hat{m} = (\hat{m}_0, \hat{m}_1, \dots, \hat{m}_6), \hat{m}_j$ ist die Anzahl der Ereignisse mit j vorhandenen Spuren)

durch die Matrix T verknüpft:

$$\begin{aligned} \hat{n} &= T * \hat{m} \quad , \quad \hat{n}_i = t_{ij} \hat{m}_j \\ t_{ij} &= \begin{cases} \binom{j}{j-i} (1-q)^{j-i} q^i & \text{für } j \geq i \\ 1 & \text{für } j = i = 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \\ \text{es gilt : } \sum_{i=0}^j t_{ij} &= 1 \quad \forall j \end{aligned} \quad (3.1)$$

Betrachtet man zur Veranschaulichung $i = 4$, so gilt :

$$\hat{n}_4 = q^4 \hat{m}_4 + \binom{5}{4} (1-q) q^4 \hat{m}_5 + \binom{6}{2} (1-q)^2 q^4 \hat{m}_6$$

Der erste Term entspricht den Ereignissen mit vier geladenen Teilchen bei denen alle vier Spuren gesehen wurden, für den zweiten Term wurden bei einem Ereignis mit fünf geladenen Teilchen vier beobachtet und eines nicht, usw. . Vom Experiment ist nur der Vektor $\hat{n}$ bekannt und $\hat{m}$ wird durch

$$\hat{m} = T^{-1} * \hat{n} \quad (3.2)$$

bestimmt. In Analyseprogramm werden für Teilchenspuren mindestens vier Anodensignale zur Bestimmung der Krümmung in der Transversalebene des Magnetfeldes und mindestens zwei komplett gemessene Raumpunkte (Koinzidenz von Anodensignalen mit überkreuzenden Kathodensignalen zu sogenannten "British Flags", siehe auch Anhang A) verlangt.

Die mittlere geometrische Akzeptanz q wird mit den Multiplizitäten im Wasserstoff bestimmt. Da ungerade Multiplizitäten verschwinden ($\hat{m}_1 = \hat{m}_3 = \hat{m}_5 = 0$) bleiben für die sieben Gleichungen (3.1) vier freie Parameter $q, \hat{m}_0, \hat{m}_2, \hat{m}_4$. Das Extremwertproblem

$$\sum_{i=0}^7 \left\{ \frac{\hat{n}_i^{Exp} - \hat{n}_i(q, \hat{m}_0, \hat{m}_2, \hat{m}_4, \hat{m}_6)}{\sigma_i^{Exp}} \right\}^2 \rightarrow \min \quad (3.3)$$

$$\hat{m}_6 = 1 - \hat{m}_0 - \hat{m}_2 - \hat{m}_4$$

führt auf $q = 0.725 \pm 0.010$ und den in Tabelle 3.3 angegebenen Multiplizitäten. Tabelle 3.1 zeigt die Transformation des Eingabevektors $\hat{n}$ der Wasserstoffdaten auf die Multiplizitäten $\hat{m}$ bei mittlerer geometrischer Akzeptanz $q = 0.725$, bzw. bei einer und drei Standardabweichungen von q . Die kleinen ungeraden Zählraten ändern fast gleichzeitig das Vorzeichen und bestimmen dadurch den Parameter q .

Geladene Teilchen	0	1	2	3	4	5	6
$\hat{n}$ [%] : Eingabe	8.60	21.84	32.35	20.81	13.01	2.46	0.93
$q = 0.695$	3.35	-4.80	41.64	-7.08	59.35	-2.27	9.81
$q = 0.715$	3.25	-2.41	39.04	-0.42	52.80	-0.54	8.27
$\hat{n}$ [%] : $q = 0.725$	3.23	-1.32	38.02	2.39	49.93	0.13	7.61
$q = 0.735$	3.21	-0.28	37.14	4.90	47.30	0.70	7.01
$q = 0.755$	3.23	1.66	35.76	9.15	42.64	1.59	5.97

Tabelle 3.1: Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen bei Annihilation in Wasserstoff.

Neben Mesonen treten bei Annihilation an Kernen auch Protonen auf. Für Ereignisse mit Protonkandidaten werden die Pionmultiplizitäten auf folgende Weise bestimmt: Die durch den Energieverlust ausgewählten Protonkandidaten sind mit einer Wahrscheinlichkeit $q_p = 0.776$ in Deuterium ($q_p = 0.834$ in Stickstoff) wirklich Protonen. Für i gemessene Teilchen (inklusive der Protonkandidaten) wird die Zählrate $\hat{n}_{i-1}$ um 0.776 (Anteil, dass der Kandidat wirklich eine Protonspur darstellt) und die Zählrate $\hat{n}_i$ um 0.223 (Kandidat war ein Pion) erhöht. Bei mehreren Protonkandidaten wird analog mit der entsprechenden Binomialverteilung vorgegangen.

$$\begin{aligned}
 j \text{ Kandidaten} &\implies \text{Rate } \hat{n}_{i-j} \text{ um } q_p^j \text{ erhöhen} \\
 &\text{Rate } \hat{n}_{i-j+1} \text{ um } \binom{j}{1} q_p^{j-1} (1 - q_p) \text{ erhöhen} \\
 &\text{usw.} \dots \\
 &\text{Rate } \hat{n}_i \text{ um } (1 - q_p)^j \text{ erhöhen}
 \end{aligned}$$

Die resultierenden relativen Zählraten sind in Tabelle 3.2 angegeben. Die statistischen Fehler der Zählraten sind vernachlässigbar klein und die Unsicherheit der angegebenen Werte entsteht durch den Fehler des Parameters q . Die mittlere Anzahl der geladenen Pionen beträgt für Deuterium $\langle n_\pi \rangle = 3.26 \pm 0.05$ und für Stickstoff $\langle n_\pi \rangle = 3.14 \pm 0.05$. Dieses leichte Absinken ist auch in den Raten für hohe Multiplizitäten in Tabelle 3.2 (resp. Tabellen 3.3, 3.4) erkennbar. Die Verminderung der mittleren Anzahl der Mesonen kann durch den Abschirmeffekt des verbleibenden Kerns zurückgeführt werden, der sich schon in den alten Propan - Daten andeutete.

Die Zuordnung der Zählraten mit gerader Mesonanzahl zu Annihilationen an Proto-

Anzahl der geladenen Mesonen		0	1	2	3	4	5	6	7	$\langle n_\pi \rangle$
pD_2	$\hat{n} [\%]$: Eingabe	5.7	19.5	31.4	25.4	13.2	3.7	0.9	0.2	-
	$\hat{m} [\%]$: Multiplizität	1.7	5.6	23.1	25.7	28.4	11.1	2.6	1.8	3.26
	Fehler	0.1	0.6	0.4	0.5	0.8	0.6	0.1	0.2	0.05
pN_2	$\hat{n} [\%]$: Eingabe	6.8	21.1	31.4	24.4	11.8	3.5	0.8	0.2	-
	$\hat{m} [\%]$: Multiplizität	2.2	7.7	23.1	28.2	24.1	10.7	2.2	1.8	3.14
	Fehler	0.1	0.5	0.5	0.2	0.6	0.6	0.1	0.2	0.05
pC [30]	$\hat{m} [\%]$: Multiplizität	1.8	14.7	22.9	30.0	19.4	10.0	1.2	-	2.85
	Fehler	1.0	2.5	2.8	2.9	2.7	1.8	0.8	-	0.10

Tabelle 3.2: Bestimmung der Multiplizitäten der geladenen Mesonen bei Annihilation in Deuterium und Stickstoff und ein Vergleich zu Annihilation in Kohlenstoff.

nen und bei ungerader Anzahl zu Annihilationen an Neutronen führt bei Deuterium auf das Verhältnis $\sigma(\bar{p}p)/\sigma(\bar{p}n) = 1.26 \pm 0.02$. Diese Zuordnung ist bei Ereignissen mit Protonen aus sekundären Streuprozessen aber nicht zwingend: Bei einem Streuprozess mit Ladungsaustausch am Neutron (A) entsteht zwar eine ungerade Anzahl geladener Pionen, die Annihilation fand jedoch am Proton statt. Diese Verschiebung der Raten mit ungerader Anzahl zu Annihilationen am Proton wird aber durch Prozesse mit Ladungsaustausch am Proton (B), in denen eine gerade Anzahl der Mesonen auf Annihilationen am Neutron zurückzuführen ist, in erster Ordnung kompensiert.

$$\text{A: } (\bar{p}p)n \longrightarrow (j\pi)\pi^{0,+}n \longrightarrow (j\pi)\pi^{-,0}p$$

$$\text{B: } (\bar{p}n)p \longrightarrow (j\pi)\pi^{0,-}p \longrightarrow (j\pi)\pi^{+,0}n$$

Wegen der relativ kleinen Anzahl der Ereignisse mit hochenergetischen Nukleonen stellen diese Prozesse höchstens eine kleine Korrektur auf das Verhältnis dar. Der Vergleichswert aus Blaskammer - Experimenten beträgt 1.33 ± 0.07 [31], bzw. 1.33 ± 0.03 [77,78]. Orfanidis und Rittenberg [76] errechneten für dieses Verzweigungsverhältnis den Wert $\sqrt{2}$ mit Hilfe eines statistischen Modells, wenn der Einfluss des zuschauenden Nukleons sowie sekundäre Streuprozesse nicht berücksichtigt werden. Bei Annihilation am Stickstoff sinkt das Verhältnis $\sigma(\text{gerade})/\sigma(\text{ungerade}) = 1.07 \pm 0.03$. Im Stickstoff annihiliert das Antiproton an der Kernoberfläche aus einem f - Zustand mit Drehimpuls $3\hbar$ [13,79]. Das Neutron - Proton Verhältnis muss daher nicht notwendigerweise identisch mit Deuterium sein. Auch kann aus der höheren Anzahl hochenergetischer

Anzahl der geladenen Mesonen bei $\bar{p}p$ Prozessen	0 [%]	2 [%]	4 [%]	6 [%]	$\langle n_\pi \rangle$
$H_2 : \sim 50\% \text{ p-Welle}$	2.9 ± 0.4	37.8 ± 1.7	51.7 ± 1.6	7.6 ± 0.7	3.28 ± 0.08
$H_2 : [78]$	6.4 ± 0.4	42.3 ± 1.0	46.9 ± 1.1	4.4 ± 0.3	2.99 ± 0.06
$H_2 : [74]$	4.1 ± 0.4	42.1 ± 0.9	49.2 ± 1.2	4.0 ± 0.3	3.05 ± 0.05
$D_2 :$	3.1 ± 0.2	41.4 ± 0.8	50.9 ± 1.5	4.6 ± 0.1	3.14 ± 0.06
$N_2 :$	4.3 ± 0.2	44.8 ± 1.0	46.7 ± 1.2	4.2 ± 0.1	3.02 ± 0.05
$D_2 : [31]$					3.03 ± 0.10

Tabelle 3.3: Verzweungsverhältnisse der Multiplizitäten geladener Mesonspuren bei Antiproton Annihilation am Proton.

Protonen auf einen stärkeren Anteil sekundärer Pion - Nukleon oder primärer Antiproton - Nukleon Streuprozesse geschlossen werden. Eine quantitative Erklärung liegt aber nicht vor.

Die relative Multiplizität wird, nach Neutron und Proton getrennt in den Tabellen 3.3, 3.4 mit Werten aus Blaskammer Experimenten verglichen. Trotz der hier verwendeten Näherungsmethode lässt sich eine gute Übereinstimmung feststellen. Ereignisse mit hoher Multiplizität bedingen kleine Impulse der Mesonen und daher kleine Krümmungsradien in der transversalen Ebene. Wegen der schlechten Mustererkennung für solche Spuren enthalten die Raten $\hat{n}_6$ und $\hat{n}_7$ einen grossen Untergrundanteil. Die daraus folgenden hohen Anteile $\hat{m}_6$ für pp und $\hat{m}_7$ für pn sind daher systematisch durch falsch identifizierte Ereignisse verfälscht. Ereignisse mit beobachtetem Proton müssen wegen der Gesamtladungssumme eine ungerade Anzahl von Mesonen besitzen. Aus den gemessenen Multiplizitäten der Mesonen dieser Ereignisse können durch eine Extremwertaufgabe analog zu (3.3) (nun acht Gleichungen mit vier Unbekannten $q, \hat{n}_1, \hat{n}_3, \hat{n}_5, \hat{n}_7 = 1 - \hat{n}_1 - \hat{n}_3 - \hat{n}_5$) die Verzweungsverhältnisse $\hat{n}_i$ bestimmt werden. Die berechneten Werte sind in Tabelle 3.4 angeführt und zeigen keinen wesentlichen Unterschied zur Gesamtklasse von Ereignissen.

Von grossem Interesse ist der Vergleich der Raten für Ereignisse mit hochenergetischen Protonen zwischen den beiden Datensätzen. Als Ausgangspunkt steht der Vektor $\hat{n}'$ der gesehenen Protonkandidaten zur Verfügung. Eine Wahrscheinlichkeit q_p (Protonkandidat ist ein Proton) wird empirisch durch Vergleich mit negativ geladenen Teilchen

Anzahl der geladenen Mesonen bei $\bar{p}n$ Prozessen	1 [%]	3 [%]	5 [%]	7 [%]	$< n_\pi >$
$D_2 : [31]$					3.11 ± 0.12
$D_2 : [75]$	11	64	21	0.3	3.10
$D_2 : [78]$	16.8 ± 0.8	59.7 ± 1.4	23.0 ± 0.9	0.7 ± 0.2	3.16 ± 0.06
$D_2 : \text{mit Protonen}$	10.5 ± 1.1	60.1 ± 1.0	27.1 ± 1.4	2.3 ± 0.3	3.42 ± 0.08
$D_2 :$	12.7 ± 1.3	58.0 ± 1.2	25.2 ± 1.3	4.1 ± 0.4	3.41 ± 0.08
$N_2 :$	16.0 ± 1.1	58.1 ± 0.4	22.0 ± 1.2	3.9 ± 0.4	3.28 ± 0.07
$C : [30]$	22.5 ± 5.8	45.0 ± 5.8	30.0 ± 6.1	2.5 ± 2.4	3.25 ± 0.25

Tabelle 3.4: Verzweigungsverhältnisse der Multiplizitäten geladener Mesonspuren bei Antiproton Annihilation am Neutron.

und Wasserstoffdaten ermittelt. Der Vektor $\hat{n}$ der gesehenen Protonen errechnet sich aus der Transformation:

$$\hat{n} = S * \hat{n}' \quad , \quad \hat{n}_i = s_{ij} \hat{n}'_j$$

$$s_{ij} = \begin{cases} \binom{j}{j-i} (1 - q_p)^{j-i} q_p^i & \text{für } j \geq i \\ 1 & \text{für } j = i = 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Diese Transformation berücksichtigt die Ambiguität in der Protonerkennung und erhöht daher den Anteil der Ereignisse ohne hochenergetisches Proton (siehe Tabelle 3.5). Für das endgültige Verzweigungsverhältnis ist wieder eine Transformation mit der Matrix T^{-1} erforderlich:

$$\hat{m} = T^{-1} * \hat{n} = T^{-1} * S * \hat{n}'$$

Die Parameter q der geometrischen Akzeptanz wird jetzt aber mit dem Unterdrückungsfaktor durch das Energieverlustkriterium 0.71 ± 0.05 (resp. 0.81 ± 0.04) multipliziert. Es resultiert daher $\tilde{q} = 0.51 \pm 0.04$ für Deuterium und $\tilde{q} = 0.58 \pm 0.03$ für Stickstoff als Parameter der Matrix T. Tabelle 3.5 zeigt die errechneten Vektoren mit den verwendeten Wahrscheinlichkeiten. Während bei Annihilationsvorgängen am Deuteron höchstens ein hochenergetisches Proton beobachtet wird, treten bei Prozessen an Stickstoffkernen auch Ereignisse mit mehreren Protonen auf. Die berechneten Verzweigungsverhältnisse sind:

Anzahl der Protonen		0	1	2	3	4
D_2	$\hat{n}'$ [%] : Kandidaten	91.6	8.2	0.2	-	-
	$\hat{n}$ [%] : $q_p = 0.669$	94.3	5.6	0.1	-	-
	$\hat{m}$ [%] : Multiplizität	89.0 ± 1.0	10.6 ± 0.9	0.3 ± 0.1	-	-
N_2	$\hat{n}'$ [%] : Kandidaten	63.8	25.4	8.5	2.0	0.3
	$\hat{n}$ [%] : $q_p = 0.834$	68.3	23.6	6.6	1.3	0.2
	$\hat{m}$ [%] : Multiplizität	54.2 ± 1.5	27.3 ± 0.1	12.8 ± 0.8	4.4 ± 0.5	1.3 ± 0.2

Tabelle 3.5: Verzweungsverhältnisse von Ereignissen mit hochenergetischen Protonen in pD_2 und $\bar{p}N_2$ Prozessen.

$$\frac{\sigma(\bar{p}D_2 \rightarrow p + \text{Mesonen}, |\vec{p}_p^*| \geq 170\text{MeV/c})}{\sigma(\bar{p}d\text{Annihilation})} = (11 \pm 1) \%$$
$$\frac{\sigma(\bar{p}N_2 \rightarrow p + \text{Mesonen}, |\vec{p}_p^*| \geq 170\text{MeV/c})}{\sigma(\bar{p}N_2\text{Annihilation})} = (45.8 \pm 1.5) \%$$

Setzt man Sekundärstreuprozesse als Ursache dieser Ereignisse voraus, so erwartet man für das relative Verhältnis zwischen Stickstoff und Deuterium den Quotienten der Kernoberflächen. Mit

$$4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$$

$R \dots$ Kernradius

$$r_0 = (1.3 \pm 0.1) \text{ fm}$$

$A \dots$ Nukleonenzahl

erhält man für das Verhältnis V :

$$V = \frac{\sigma(\bar{p}N_2 \rightarrow p + \text{Mesonen}, |\vec{p}_p^*| \geq 170\text{MeV/c})}{\sigma(\bar{p}d \rightarrow p + \text{Mesonen}, |\vec{p}_p^*| \geq 170\text{MeV/c})}$$
$$A(N_2) = 14 \quad A(D_2) = 2 \quad \Rightarrow V = 3.66$$
$$A(N_2 - 1) = 13 \quad A(D_2 - 1) = 1 \quad \Rightarrow V = 5.53$$

je nachdem ob das im Prozess beteiligte Nukleon gezählt wird. Aus den Daten gewinnt man für das Verhältnis der unkorrigierten Protonkandidaten $V = 4.27$ und für das Verhältnis der auf die jeweilige Akzeptanz korrigierten Protonen $V = 4.2 \pm 0.4$.

3.3 Protonen im Endzustand

Die Beobachtung niederenergetischer Protonen ist mit der vorhandenen Apparatur nur indirekt möglich: Unter Annahme eines einzigen nicht beobachteten Teilchens wird dessen Impuls aus der Impulserhaltung bestimmt. Es kommen somit jene Kanäle in Frage, die im Endzustand ausschliesslich geladene Mesonen enthalten, für deren Selektion die Erhaltung der Gesamtenergie verwendet werden kann. Statistische Überlegungen und die Eindeutigkeit der Teilchenzuordnung (Pionen) führt zur Untersuchung des Protonenspektrums in den Kanälen:

$$\begin{aligned} \bar{p}d &\longrightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p \\ &2\pi^- \pi^+ p \end{aligned}$$

Ferner kann das Verzweigungsverhältnis für den Kanal $pd \rightarrow \pi^- p$ bestimmt werden, bei dem die Ereignisse durch die eindeutige Topologie ausgewählt werden können.

3.3.1 Protonenspektrum für $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$

Die Annihilation am Neutron in fünf geladene Pionen stiess in jüngster Zeit auf grosses Interesse, weil aus der verschiedenen Struktur der Impulsspektren der negativ geladenen Pionen im Vergleich zu den positiv geladenen Pionen auf die Existenz eines neuen Zustands ($\zeta(1480)$) geschlossen [80,81,82] wurde, der später als quasinuklearer $N\bar{N}$ Zustand interpretiert wurde [83]. Wegen der inkohärenten Überlagerung von Prozessen der Form $\sum_i (\bar{p}n)_i \rightarrow \pi^{\pm,0} + X$ können aus den inklusiven Impulsspektren Aussagen über die Annihilationsdynamik gemacht werden [84,85]. Eine Bestätigung der gemessenen Spektren mit grösserer Statistik gelang in diesem Experiment [86]. Bereits 1973 wurde eine in vier Pionen zerfallende Resonanz in diesem Kanal in einem statistischen Modell vorausgesagt [76]. Der exklusive Kanal ist aber durch starke dynamische Korrelationen und ρ - Produktion ausgezeichnet [32,87,88,89], was die Interpretation erschwert.

Ausgehend von 110 000 Ereignissen mit fünf Spuren verbleiben nach der Forderung nach Gesamtladung -1 und einer minimalen Vertextrennung 22 328 Ereignisse, bei denen alle Teilchen die Pion Hypothese für den gemessenen Energieverlust erfüllen. Für diese

Ereignisse wird der Protonimpuls aus der Vektor - Summe der fünf Pion Impulse bestimmt. Der Vergleich der Gesamtenergie mit der Summe aus Antiprotonmasse und Deuteronmasse führt auf die Energiebilanz:

$$\begin{aligned}\vec{p}_{Proton} &= -\sum_{i=1}^5 \vec{p}_{\pi_i} \\ E_{Total} &= \sum_{i=1}^5 (m_{\pi}^2 + \vec{p}_{\pi_i}^2)^{\frac{1}{2}} + (m_{Proton}^2 + \vec{p}_{Proton}^2)^{\frac{1}{2}} \\ E_{Bilanz} &= 2816.3 - E_{Total} \quad [\text{MeV}]\end{aligned}$$

Abbildung 3.3 (links oben) zeigt die Abhängigkeit der Energiebilanz vom hypothetischen Protonimpuls. Neben der deutlichen Anhäufung um Null ist ein zweites Band, das $3\pi^-2\pi^+\pi^0$ Ereignissen entspricht, erkennbar. An die Projektion in Abbildung 3.3 (rechts oben) wird für das Signal eine Gaussverteilung mit dem Parameter $\mu = 7.3$ MeV (Zentrum) und der Auflösung $\sigma = 37.7$ MeV angepasst. Für den Untergrund wird ein Polynom dritten Grades verwendet. Für die weitere Analyse werden alle Ereignisse, deren Energiebilanz absolut kleiner als 125 MeV ist, verwendet (6096 Ereignisse). Von dieser ausgewählten Menge fallen 67.4% der Ereignisse in die Signalfäche der Gaussverteilung. Die Analyse des Verhältnisses der Signalfäche zur Untergrundfläche führt auf eine starke Abhängigkeit bezüglich des Impulses (Abbildung 3.4 a). Im Bereich $|\vec{p}_{Proton}| \sim 150$ MeV/c wird absolut eine starke Kontamination durch $3\pi^-2\pi^+\pi^0$ Ereignisse festgestellt. Im hochenergetischen Bereich entsteht der Untergrund durch Ereignisse mit falsch identifizierten Spuren. Der Anteil des Signals bleibt dabei konstant. Abbildung 3.4 a zeigt das Spektrum der ausgewählten Kandidaten und den Untergrundanteil.

Zu diesem Datensatz werden Ereignisse mit fünf Pionen und einem beobachteten Proton addiert. Die Auswahlkriterien werden soweit als möglich identisch gehalten. Nach den drei Kriterien (Gesamtladung Null, Vertexkriterium und Energieverlust für fünf Pionen und ein Proton) verbleiben 2765 Ereignisse. Durch die Gesamtenergie wird die Energiebilanz bestimmt.

$$\begin{aligned}E_{Total} &= \sum_{i=1}^5 (m_{\pi}^2 + \vec{p}_{\pi_i}^2)^{\frac{1}{2}} + (m_{Proton}^2 + \vec{p}_{Proton}^2)^{\frac{1}{2}} \\ E_{Bilanz} &= 2816.3 - E_{Total} \quad [\text{MeV}]\end{aligned}$$

In Abbildung 3.3 (links unten) ist die Abhängigkeit der Energiebilanz vom gemessenen

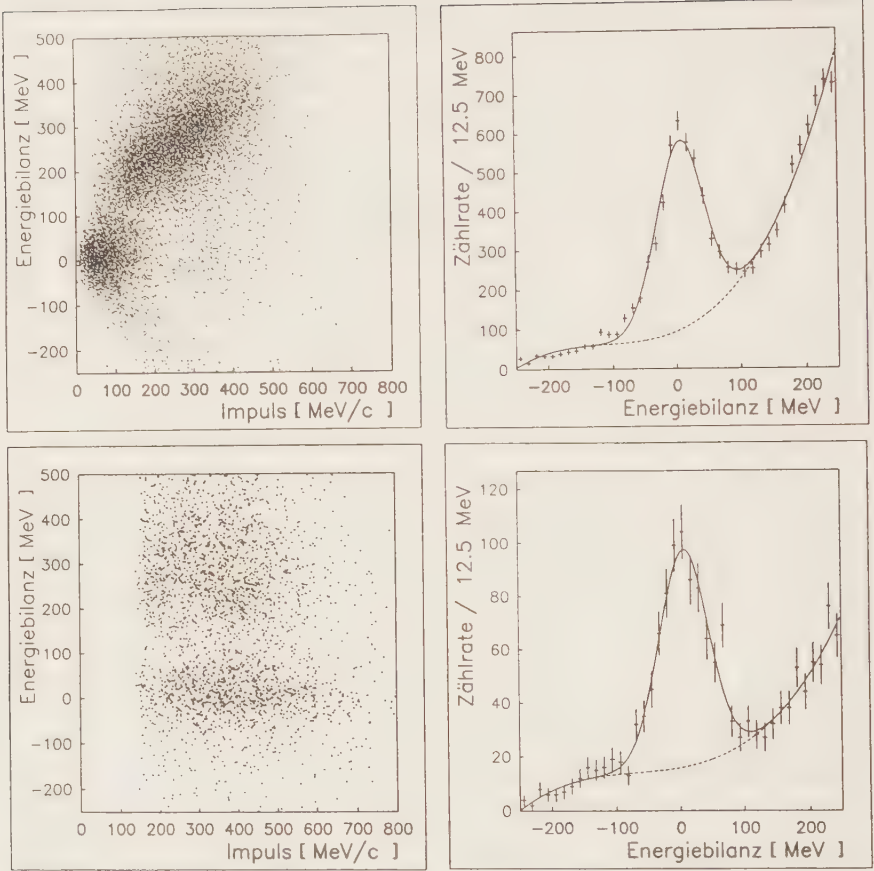


Abbildung 3.3: Die Trennung des Kanals $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p_s$. Spektren mit fünf geladenen Teilchen und Ladungssumme -1 (oben) und mit sechs geladenen Teilchen, inklusive eines Protonkandidaten und Ladungssumme 0 (unten).

Protonimpuls aufgetragen. Die Projektion in Abbildung 3.3 (rechts unten) zeigt die angepasste Normalverteilung mit $\mu = 7.5$ MeV und $\sigma = 38.9$ MeV. In diesem Spektrum nimmt die Normalverteilung im Bereich ($|E_{\text{Bilanz}}| < 125$ MeV) 70.1% der Fläche ein (1006 Ereignisse). Wie im hochenergetischen Anteil des ersten Spektrums bleibt der Signalanteil in Abhängigkeit des Impulses konstant. Abbildung 3.4 b zeigt das Impuls-

verhalten der Protonkandidaten und den abgeschätzten adäquaten Untergrundanteil.

Eine Addition der beiden Spektren ergibt die gesamte Impulsverteilung des Protons im exklusiven Kanal mit fünf geladenen Pionen (Abbildung 3.4 c). Die fünf Pionen besitzen in beiden Datensätzen die gleiche Akzeptanz und daher erscheint diese Addition gerechtfertigt. Für die Protonen kann in erster Näherung die Akzeptanz eins angenommen werden: Entweder ein Proton wird nicht beobachtet und fällt in die erste Kategorie oder eine Spur wurde gemessen und daher im zweiten Spektrum berücksichtigt.

An die Impulsverteilung wird die Summe aus der Fourier - Transformierten einer Hulthén Wellenfunktion $f(r)$ und einer thermodynamischen Maxwell - Boltzmann Verteilung angepasst ($\hbar = c = 1$):

$$f(r) = \sqrt{\frac{\mu^3}{\pi}} e^{-\mu r} \Rightarrow \frac{dN_1}{dp} = \frac{32 N_1}{\mu \pi} \frac{x^2}{(1+x^2)^4}, \quad x = \frac{p}{\mu}, \quad \mu \dots \text{freier Parameter}$$

$$\frac{dN_2}{dp} = \frac{p^2}{E} e^{\left\{ \frac{E - N'}{E_0} \right\}}, \quad E_0 \dots \text{Temperatur}$$

Die Fehler der Daten setzen sich aus den statistischen Schwankungen der Zählraten und einer systematischen Unsicherheit (4%) des Untergrundanteils (siehe Abb. 3.4 a,b) zusammen. Die Anpassung führt auf $\mu = (0.44 \pm 0.01) \text{ fm}^{-1}$ und einer Temperatur $E_0 = (55 \pm 1) \text{ MeV}$ ($\chi^2 = 71$ bei 36 Freiheitsgraden). Abbildung 3.4 d zeigt die Daten und die angepassten Verteilungen in der in Kapitel 2.4 beschriebenen Darstellung.

Der Anteil an hochenergetischen Protonen beträgt $(21.1 \pm 1.6)\%$. Um ihn zu bestimmen, wurde die Maxwell - Boltzmann Verteilung numerisch integriert, der niederenergetische Anteil der Hulthén Funktion wird aus der Normierung N_1 abgelesen. Dieser Anteil ist vergleichbar mit anderen Experimenten. Kalogeropoulos [38] gibt $(23 \pm 1)\%$ für Annihilation in Ruhe, während bei $1.3 \text{ GeV}/c$ [56] der Anteil bei $(28.1 \pm 1.7)\%$ liegt, wobei allerdings 6.4% der Wechselwirkung des Antiprotons im Eingangskanal zugerechnet werden. Locher [90] (siehe Abbildung 3.4 e) zeigt, dass Berechnungen der Pion - Streuung im Endzustand einen Beitrag ergeben, der die experimentelle Ausbeute um einen Faktor 10 unterschätzt. Das experimentelle Spektrum zeigt für den 5π Kanal eine kleinere Temperatur als das inklusive Proton - Spektrum und dasjenige für den 3π Kanal. Dies ist durchaus im Einklang mit der im Mittel kleineren Pion Energie im 5π Kanal und damit auch im Mittel kleineren Proton - Energie in einem sekundären Streuprozess. Trotz der Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment argumentiert Locher

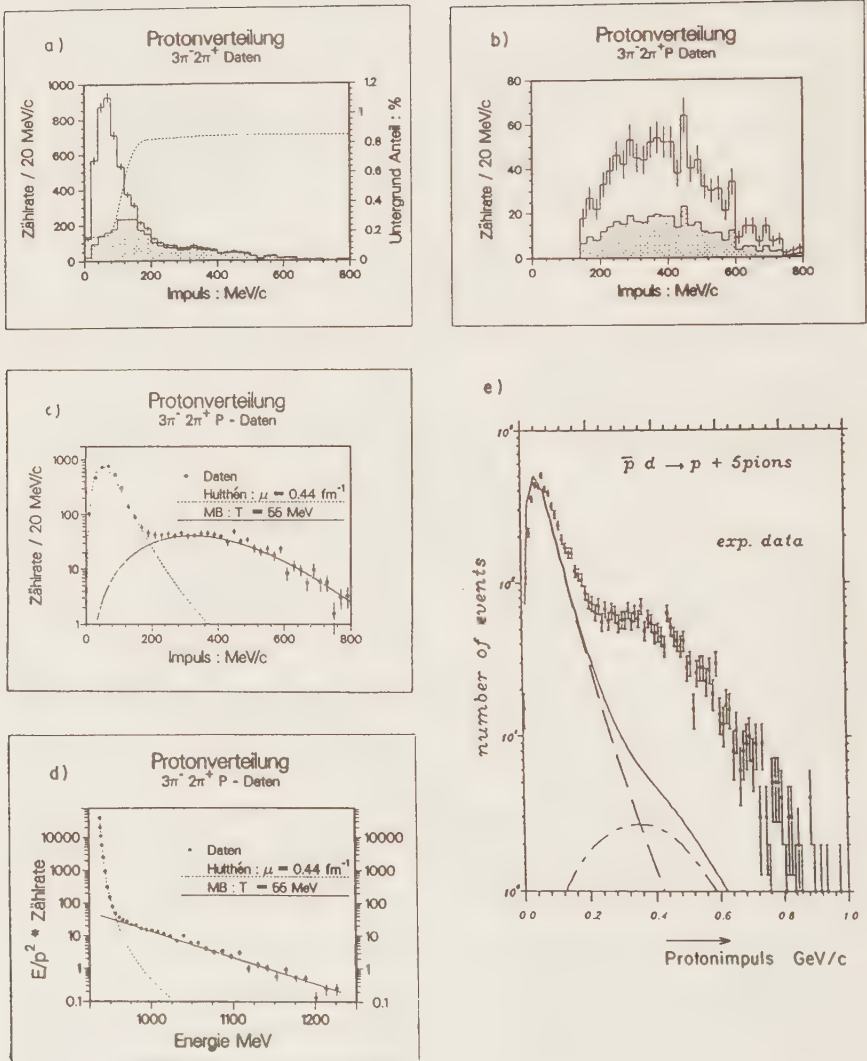


Abbildung 3.4: Das Proton - Impulsspektrum in Datensatz $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p_s$ (c,d). Die oberen Spektren zeigen die beiden Anteile aus den Datensätzen mit fünf (a), bzw. sechs (b) geldanen Teilchen, die schraffierte Fläche entspricht dem Untergrundanteil. Abbildung (e) ist aus [90] entnommen und zeigt ein Modell mit Pion - Streuung bei Vernachlässigung von Spin - Effekten.

[90], dass in Anbetracht der bisher in der Theorie noch nicht berücksichtigten Spin - Effekte, der Spin- und Isospin - Abhängigkeit am Annihilationsvertex etc., der Pion - Streumechanismus noch nicht endgültig ausgeschlossen werden kann. Die Notwendigkeit hier exotische Effekte, wie die Existenz eines Quark - Gluon Plasmas zu postulieren [91,92], scheint ihm noch nicht gerechtfertigt.

3.3.2 Protonspektrum für $\bar{p}d \rightarrow 2\pi^-\pi^+p$

Der Prozess $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^-\pi^+$ wurde durch Blasenkanalexperimente ausführlich untersucht [39,87,93,94]. Die zweidimensionale Darstellung der invarianten Massen von zwei geladenen Pionen nach Dalitz zeigt eine ungewöhnliche Struktur, in der keine Bänder, wie sie durch Resonanzen erwartet werden, sondern Löcher und Anhäufungen auftreten. Qualitativ wird in Deuterium Datensatz des ASTERIX - Experiments mit kleinerer Statistik das gleiche Verhalten festgestellt.

Für die Analyse des Proton Impulsspektrums wird der vorhandene Datensatz unterteilt. Es werden nur Daten mit p Stop - und MALU(2,2,2,3) - Aufnahmebedingung zugelassen, weil der Kanal $pd \rightarrow 2\pi^-\pi^+p$ mit ungesehenem Proton im Maximalfall nur drei gesehene Spuren enthält und gegenüber den Ereignissen mit beobachtetem Proton bei der MALU(4,4,4,5) Aufnahmebedingung unterdrückt ist.

Nach dem Auswahlkriterium für drei Pionspuren (bzw. drei Pionspuren und eine Protonspur) verbleiben in diesem Datensatz 54 856 (6 200) Ereignisse. Der Kanal wird durch die Energiebilanz (Abweichung kleiner als 125 MeV) ausgewählt und enthält 2 452 (370) Ereignisse. Abbildung 3.5 (rechts oben) zeigt die Abhängigkeit der Energiebilanz gegen den unbeobachteten Protonimpuls für die Daten mit drei gesehenen Pionspuren. Die Anpassung einer Normalverteilung für das Signal führt auf die Parameter $\mu = 3.4$ MeV und $\sigma = 56.6$ MeV. Für den Untergrund wird ein Polynom dritten Grades verwendet. Der Anteil des Signals im ausgewählten Bereich beträgt 51% (Abbildung 3.5 rechts oben).

Für das zweite Spektrum mit drei beobachteten Pionen und einem beobachteten Proton wird für die Analyse die gesamte Statistik verwendet und mit dem adäquaten Gewichtungsfaktor 0.267 für die ausgewählte Untermenge der Daten im ersten Spektrum multipliziert. Abbildung 3.5 (links unten) zeigt die Energiebilanz in Abhängigkeit des

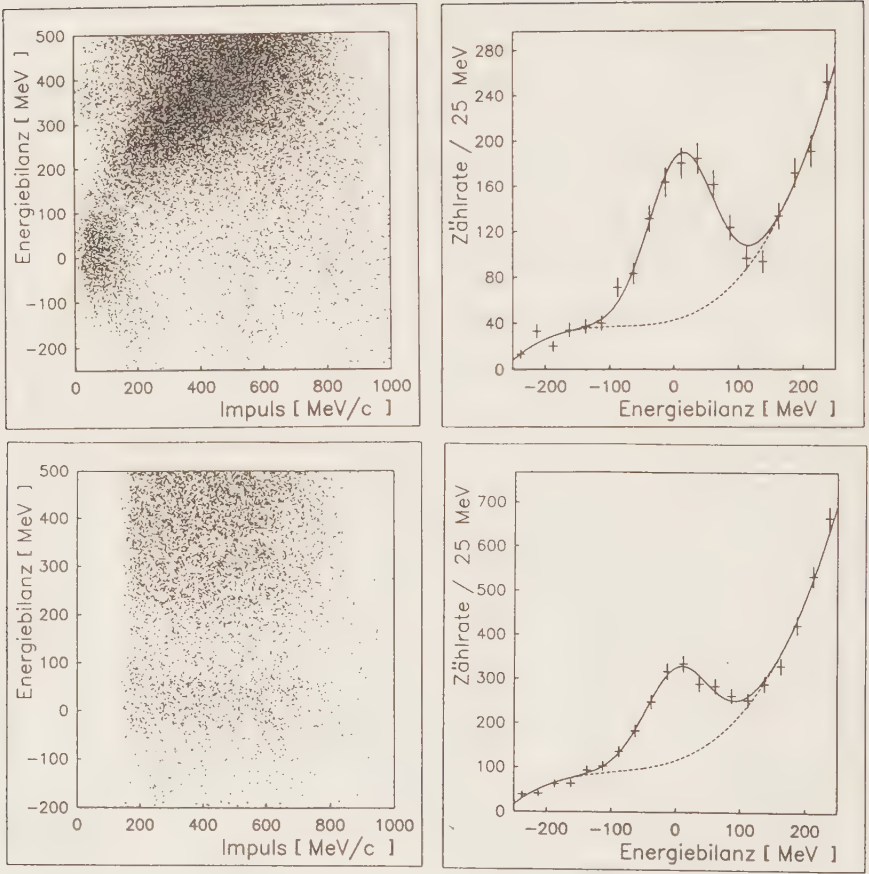


Abbildung 3.5: Die Trennung des Kanals $\bar{p}d \rightarrow 2\pi^-\pi^+p_s$. Spektren mit drei geladenen Teilchen und Ladungssumme -1 (oben) und mit vier geladenen Teilchen, inklusive eines Protonkandidaten und Ladungssumme 0 (unten).

Protonimpulses und Abbildung 3.5 (rechts unten) die Projektion auf die Energiebilanz. Die Parameter der Anpassung sind $\mu = 12.3 \text{ MeV}$, $\sigma = 50.7 \text{ MeV}$ und der Anteil der Normalverteilung im ausgewählten Bereich beträgt in diesem Fall 66%.

Die Analyse des Signal / Untergrund - Verhältnisses zeigt im ersten Datensatz eine starke Impulsabhängigkeit. Der hochenergetische Anteil besteht hauptsächlich aus Un-

tergrund (Abbildung 3.6 a). Im Bereich $|\vec{p}| \sim 150$ MeV/c wird eine starke Kontamination durch $2\pi^-\pi^+\pi^0$ Ereignisse festgestellt. Im zweiten Datensatz wird ein konstanter Untergrundanteil von 33% festgestellt (Abbildung 3.5 b). Die Unsicherheit des Untergrundanteils wird in der weiteren Analyse als systematischer Fehler berücksichtigt.

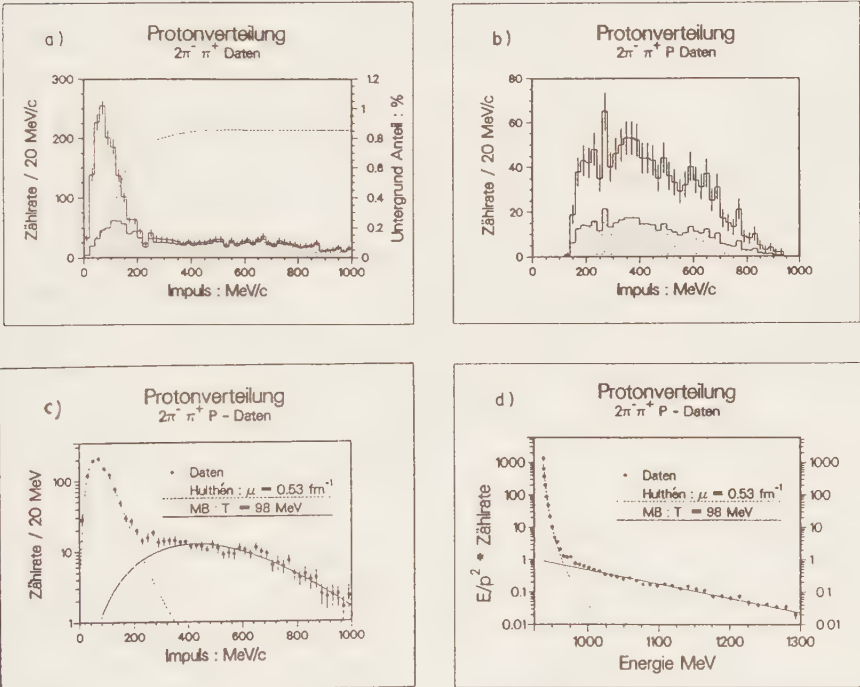


Abbildung 3.6: Das Proton - Impulsspektrum in Datensatz $\bar{p}d \rightarrow 2\pi^-\pi^+p_s$ (c,d). Die Darstellungen (a,b) zeigen die zwei Komponenten mit drei bzw. vier beobachteten geladenen Teilchen, die schraffierte Fläche zeigt den entsprechenden Untergrundanteil.

Nach der Subtraktion des Untergrundes ergibt die Addition der beiden Spektren das Proton Impulsspektrum im exklusiven Kanal $pd \rightarrow 2\pi^-\pi^+p$ (Abbildung 3.6 c). Für die Berechnung der Anteile im Impulsspektrum wird das im letzten Kapitel beschriebene Modell verwendet. Für die Fourier Transformierte der Hulthén Wellenfunktion resul-

tiert $\mu = (0.53 \pm 0.01) \text{ fm}^{-1}$ und im thermodynamischen Anteil die Temperatur $E_0 = (98 \pm 3) \text{ MeV}$ ($\chi^2 = 32$ bei 46 Freiheitsgraden). Abbildung 3.6 d zeigt die logarithmische Darstellung des Produktes ($\frac{E^2}{E} \cdot \text{Zählrate}$) und die angepassten Modellkurven. Im Vergleich zum Kanal $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$ verschiebt sich das Spektrum gegen höhere Impulse, was sich in der höheren Temperatur äussert.

Aus den Parametern der Anpassung resultiert der Anteil an hochenergetischen Protonen als $(24.7 \pm 1.8)\%$. Auch dieser Wert ist in Einklang mit Blasenkammerdaten. Kalogeropoulos et al. [39] finden $(25 \pm 2)\%$ für den thermodynamischen Anteil in diesem Kanal bei einer Temperatur von 80 MeV bei Absorption in Ruhe. Wiederum bei 1.3 GeV/c finden Zemany et al. [56] für den Kanal $\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ j \pi^0$, $j \geq 0$ einen Anteil von $(31.6 \pm 1.6)\%$, wobei 5.3% der Anfangswechselwirkung zugeordnet werden. Im Vergleich zu $5\pi p$ Prozessen ist aus der geringeren Anzahl der Pionen als Kandidaten für Sekundärstreuprozesse, in erster Näherung eine Verminderung der Rate der Ereignisse mit hochenergetischen Protonen zu erwarten. Allerdings ist in diesem Kanal der mittlere Pion - Impuls grösser und der Einfluss der Δ - Resonanz in der Pion - Nukleon Streuung grösser. Detaillierte Rechnungen liegen allerdings keine vor.

3.3.3 $\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$

Zwei Mechanismen können zum Prozess $\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$ beitragen. Einmal kann nach der Annihilation in zwei virtuelle Mesonen eines der beiden Mesonen vom verbleibenden Nukleon absorbiert werden. Die Auftrittswahrscheinlichkeiten für diese Prozesse

$$\bar{p}(pn) \longrightarrow (\pi^- \pi^+) n \longrightarrow \pi^- p \quad (3.4)$$

$$\bar{p}(pn) \longrightarrow (\pi^- \rho^+) n \longrightarrow \pi^- p \quad (3.5)$$

sind stark von der Form der Deuteron Wellenfunktion und den Formfaktoren der Mesonen bei grossem Impulsübertrag abhängig. Die Rechnung [63] ergibt unter Annahme eines Monopolformfaktors $W(\pi, \pi) = 2.4 \cdot 10^{-7}$ und $W(\pi, \rho) = 1.4 \cdot 10^{-7}$, mit Verwendung des Dipolformfaktors $W(\pi, \pi) = 5.7 \cdot 10^{-8}$ und $W(\pi, \rho) = 1.7 \cdot 10^{-10}$. Eine neuere Rechnung [95] brachte unter Annahme realistischer Wellenfunktionen (Paris- oder Reid- Potentiale) eine Auftrittswahrscheinlichkeit in der Grössenordnung 10^{-7} .

Für die Hulthén Wellenfunktion ergab sich

$$W(\pi, \pi) = 5.6 * 10^{-5} \quad ; W(\pi, \rho) = 7.7 * 10^{-5} \quad \text{Monopolformfaktor}$$

$$W(\pi, \pi) = 4.1 * 10^{-5} \quad ; W(\pi, \rho) = 1.1 * 10^{-8} \quad \text{Dipolformfaktor}$$

Die Autoren bemerken, dass diese letztere Form Anteile einer 6-Quark Konfiguration imitiert, und daher den experimentellen Werten nahekkommt.

Es sind aber auch Prozesse mit Annihilationen am Neutron vorstellbar:

$$\bar{p}(np) \longrightarrow (\pi^- \pi^0) p \longrightarrow \pi^- p \quad (3.6)$$

$$\bar{p}(np) \longrightarrow (\pi^- \rho^0) p \longrightarrow \pi^- p \quad (3.7)$$

Das gemessene Verhältnis $(\pi^- \pi^0)/(\pi^- \pi^+) = (0.68 \pm 0.07)$ [96] resp. (0.70 ± 0.05) , (0.55 ± 0.05) [97] lässt auf eine Auftrittswahrscheinlichkeit dieser Prozesse in der gleichen Grössenordnung schliessen. E. Oset und E. Hernández [98] weisen in ihrer Modellrechnung auf starke Interferenzterme zwischen den Prozessen (3.4) und (3.6) hin. Unter Verwendung eines Monopolformfaktors und der experimentellen Werte für $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$, $\bar{p}n \rightarrow \pi^- \pi^0$ erhalten sie ein Intervall $[0.6 * 10^{-5}, 14.7 * 10^{-5}]$ für das Verzweigungsverhältnis, was mit dem experimentellen Resultat $(0.9 \pm 0.4) * 10^{-5}$ [34] verträglich ist.



Abbildung 3.7: Umordnungs- und Annihilationsgraph für die Reaktion $\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$.

Eine alternative Beschreibung versteht den Prozess als Annihilation an beiden Nukleonen. In diesem Fall ist die räumliche Überlappung der Nukleon - Wellenfunktion wichtig, speziell die Frage ob Nukleonen ihre Identität bewahren oder einen 6-Quark Cluster bilden können [99,100]. Die theoretische Wahrscheinlichkeit für eine 6-Quark Cluster Konfiguration bei einem Nukleon - "Bag" - Radius von 0.45 fm beträgt im ${}^3\text{He}$ Kern 16% [101]. In Deuterium wird diese Wahrscheinlichkeit mit 10% abgeschätzt [102].

Winkel zwischen den beiden Kreismittelpunkten der transversalen Abweichung von 180° in ausgezeichnete Näherung. Für exakt kollineare Ereignisse muss er verschwinden. Das zweite Kriterium für eine Variable $\mathcal{X}$ ist definiert durch:

$$\mathcal{X} \stackrel{\text{def}}{=} \cos \vartheta = \frac{\mathcal{X}_1 * \mathcal{X}_2}{|\mathcal{X}_1| * |\mathcal{X}_2|}$$

$\mathcal{X}_i \dots$ Richtungsvektor zum Kreismittelpunkt der Spur i

$\mathcal{X} = 1$ für kollineare Ereignisse

Nach der Vorselektion der Wasserstoffdaten mit einer positiv und einer negativ geladenen Teilchenspur, deren Impulse mindestens 500 MeV/c betragen, entsteht für die zweidimensionale Darstellung der Selektionsvariablen das in Abbildung 3.9 gezeigte Spektrum. Der ausgewählte Bereich $(t, \mathcal{X}) \in [-0.2, 0.2] \otimes [0.996, 1.0]$ zeigt ein klares Signal der $\pi^- \pi^+$ und $K^- K^+$ Ereignisse. Im Deuterium Datensatz sind diese Ereignisse wegen des Impulses des Neutrons nicht streng kollinear. Dies führt auf eine Verbreiterung des Signals (Abbildung 3.9). Proton- Pion Ereignisse treten um einen Faktor 200 seltener auf und können das Spektrum der wirklich kollinearen Ereignisse, wie in den Wasserstoffdaten nicht erzeugen. Das Spektrum entsteht hauptsächlich durch die Ereignisse der Reaktionen:

$$\bar{p}d \longrightarrow \pi^- \pi^+ n_s$$

$$pd \longrightarrow K^- K^+ n_s$$

$$pd \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 n_s$$

Für die weitere Trennung und den Nachweis des Kanals $p\pi^-$ ist ein gutes Verständnis des Untergrundes und eine Monte Carlo Simulation erforderlich. Die Monte Carlo Rechnung für das ASTERIX Experiment wird in der Dissertation von M. Doser [26] ausführlich beschrieben. Die Vertexverteilung sowie die Akzeptanz und das Rauschen der Drahtkammern in Gruppen von 32 Drähten werden durch empirische Werte vorgegeben. Die Simulation erzeugt Ereignisse im Format des Daten- Erfassungssystems. Die Monte Carlo Ereignisse werden mit dem normalen Analyseprogramm verarbeitet, und der resultierende Datensatz enthält daher auch eine gute Beschreibung der Verluste durch die Analyse. Die Rechnung ergibt für den Kanal $p\pi^-$ ein scharfes Signal im zweidimensionalen Spektrum der Selektionsvariablen (Abbildung 3.10 a). Die Form ist nahezu identisch zur Simulation von $pp \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Ereignissen in Wasserstoff. Durch den

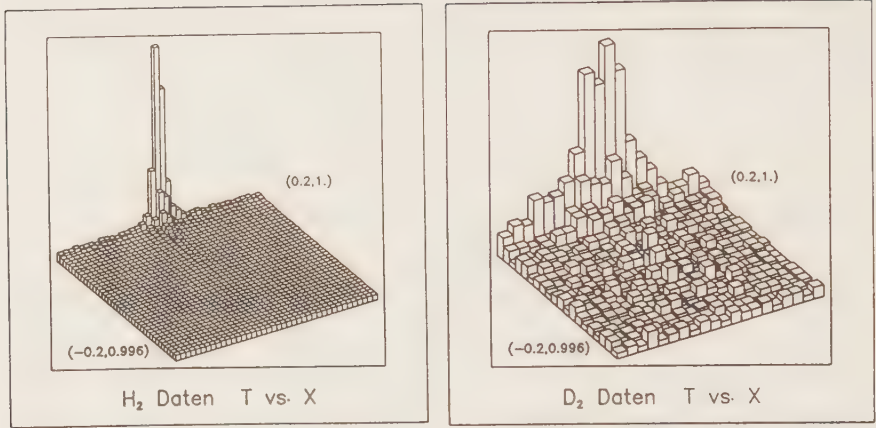


Abbildung 3.9: t vs. $\mathcal{X}$ Spektrum für Annihilationsvorgänge in Wasserstoff und Deuterium.

Fermi- Impuls des Protons im Deuteron, entsprechend in etwa einer Gaussverteilung mit Mittel $\mu = 65 \text{ MeV}/c$ und Varianz $\sigma = 32 \text{ MeV}/c$ (vgl. Abb. 3.4,3.6), wird diese Verteilung verbreitert. Ereignisse mit hohem Neutronimpuls können nach der Vorauswahl keinen wesentlichen Beitrag zum Spektrum liefern. Der Anteil von Ereignissen mit hochenergetischem Neutron wird allerdings für die absoluten Raten berücksichtigt, und zwar im gleichen Mass, wie hochenergetische Protonen auftreten. Für die fast kollinearen Ereignisse aus den Kanälen $pd \rightarrow M^+M^-$, $M = \pi, K$ wird ein in beiden Koordinaten verbreitertes Spektrum festgestellt (Abbildung 3.10 b, $\pi^+\pi^-$ Modell). Das Spektrum für den Kanal $\bar{p}d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 n_s$ zeigt trotz der grossen Zahl erzeugter Monte Carlo Ereignisse (Tabelle 3.6) im hier wichtigen Bereich noch starke statistische Schwankungen (Abbildung 3.10 d). Die Verteilung der Variablen t ist in guter Näherung konstant. Für die Verteilung in $\mathcal{X}$ werden daher die Mittelwerte über alle Werte von t im Untergrund - Modell für diesen Prozess verwendet (Abbildung 3.10 c). Die Anpassung an die Deuterium Daten ergibt für den $\pi^+\pi^-\pi^0$ Untergrund einen Anteil von 34% des Gesamtspektrums. Die Abbildungen 3.10 e,f demonstrieren die Güte der Anpassung für Wasserstoff- und Deuterium- Daten ($\chi^2 = 95$ bei 78 Freiheitsgraden) und das zu erwartende $p\pi^-$ Signal.

Für die Analyse wird der gesamte Deuterium Datensatz verwendet. Ereignisse mit

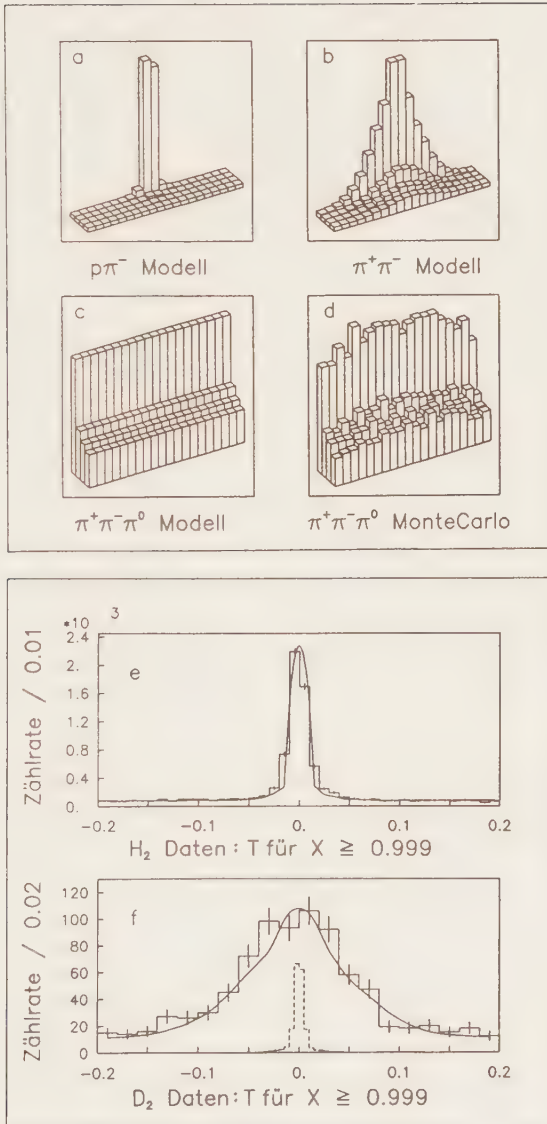


Abbildung 3.10: Monte Carlo Modelle der Selektionsvariablen t , X (a-d) und Anpassung an die Daten im signifikanten X Abschnitt (e,f). Das gestrichelte Histogramm in Abb. f zeigt die zu erwartende Form des $p\pi^-$ Signals.

Monte Carlo Modelle		$\pi^+\pi^- n_s$	$K^+K^- n_s$	$\pi^+\pi^-\pi^0 n_s$	Daten
Anzahl der Ereignisse		100 000	50 000	544 000	-
1. Kriterium	Anteil auf 10 000 skaliert	1918	1305	13	-
	Anteil in den Daten (Ereignisse)	223	55	36	326
	$\frac{p_1+p_2}{2} \in [1.15, 1.5 \text{ GeV/c}]$	4.4	0.6	0.5	11
2. Kriterium	Auftrittswahrscheinlichkeit	0.162	0.104	0.006	-
	Anteil in den Daten (Ereignisse)	188	44	16	248
	$p_{12} \in [1.2, 1.3 \text{ GeV/c}]$	0.42	0.	0.03	4
3. Kriterium	$p_i \geq 1.15 \text{ GeV/c}, i = 1, 2$	0	0	0	3

Tabelle 3.6: Berechnung des Untergrundanteils aus den Monte Carlo Modellen.

zwei Spuren sind im MALU(4,4,4,5) Aufnahmekriterium unterdrückt. Für die korrekte Normierung werden alle Ereignisse mit zwei Spuren und $|t| \leq 0.2$, $\mathcal{X} \geq 0.996$ gezählt (1331 Ereignisse). Im unverfälschten p Stop Datensatz (127 814 Ereignisse) werden 219 Ereignisse dieser Art gefunden. Die äquivalente Anzahl Antiprotonen ist daher:

$$N_{Total} = N_{\bar{p}Stop} \frac{N(|t| \leq 0.2, \mathcal{X} \geq 0.996)}{N_{\bar{p}Stop}(|t| \leq 0.2, \mathcal{X} \geq 0.996)} = 776\,800 \pm 52\,500$$

1. Auswahlkriterium :

Das erste Auswahlkriterium für kollineare ($p\pi^-$) und fast kollineare Ereignisse ($\pi^+\pi^-, K^+K^-$) wird durch $|t| \leq 0.032$ und $\mathcal{X} \geq 0.999$ definiert. Unter diesen Bedingungen sinkt der Anteil der $\pi^+\pi^-\pi^0$ Ereignisse auf 11.4% (36 Ereignisse). Der in Abbildung 3.11 aufgetragene Impuls besteht aus dem Mittelwert der beiden gemessenen Impulse. Der Anteil an $\pi^+\pi^-\pi^0$ Ereignissen aus der Anpassung im $t, \mathcal{X}$ Spektrum entspricht die engpunktierte Linie mit dem Maximalwert um 850 MeV/c. Aus der Monte Carlo Rechnung wird das Signal für $\pi^+\pi^-$ Ereignisse (K^+K^- Ereignisse) durch eine Gaussverteilung mit dem Mittel $\mu_\pi = 931 \text{ MeV/c}$ und der Standardabweichung $\sigma_\pi = 42 \text{ MeV/c}$ (resp. $\mu_K = 801 \text{ MeV/c}$, $\sigma_K = 34 \text{ MeV/c}$) dargestellt. Diese Approximation stimmt im Intervall $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ mit dem Monte Carlo Spektrum überein und dient zur Bestimmung des relativen Verhältnisses der mesonischen kollinearen Ereignisse. Bei festgehaltenem $\pi^+\pi^-\pi^0$ Anteil entfällt auf den Kanal $\pi^+\pi^-$ $(80.3 \pm 3)\%$ der Ereignisse

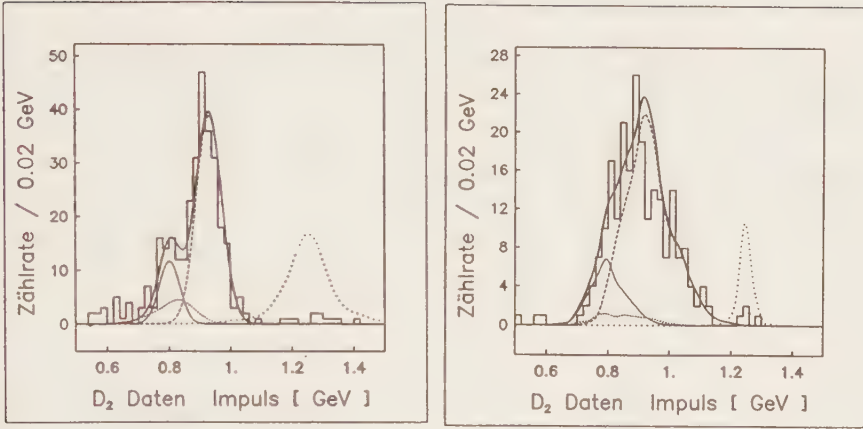


Abbildung 3.11: Die Impulsspektren der kollinearen Ereignisse. Auf der linken Seite ist der Mittelwert aus den beiden Impulsen aufgetragen, im rechten Bild wurde der Impuls aus allen Datenpunkten bestimmt (siehe Text für die Bedeutung der einzelnen Kurven).

aus dem Restspektrum. Daraus resultieren nach dem ersten Auswahlkriterium 223 (55) Ereignisse für den Kanal $\pi^+\pi^-(K^+K^-)$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen ist wegen der kürzeren Lebensdauer kleiner (Tabelle 3.7). Nach Korrektur für den Anteil der Ereignisse mit hochenergetischen Neutronen kann das absolute Verzweungsverhältnis für beide Kanäle bestimmt werden. Für den Vergleich mit Wasserstoffdaten [104] und in der Literatur angegebene Werte für Annihilation am Deuteron [96] wird die Rate auf Annihilationen an Protonen skaliert. Bei einem Anteil von 56% der Annihilationen an Protonen (Kapitel 3.2) resultiert das relative Verzweungsverhältnis:

$$\frac{B(\bar{p}d \rightarrow MM n_s)}{B(\bar{p}d \rightarrow X n_s)} = \begin{cases} (3.6 \pm 0.4)\% & \text{für } M = \pi \\ (1.3 \pm 0.3)\% & \text{für } M = K \end{cases}$$

Unabhängig von der Korrektur für die hochenergetischen Neutronen ergibt sich

$$R_0 = \frac{B(p d \rightarrow K K n_s)}{B(p d \rightarrow \pi \pi n_s)} = 0.36 \pm 0.08$$

im Vergleich zu $R_0 = 0.30 \pm 0.02$ (H_2 , s - Welle, [104]) und $R_0 = 0.060 \pm 0.012$ (H_2 , p - Welle, [104]).

Verzweigungsverhältnisse $\pi\pi/KK$	$\pi^-\pi^+$	K^+K^-
Gesehene Ereignisse: $\mathcal{X} \geq 0.999$, $ t \leq 0.032$	$223 \pm 9_{\text{Sys}} \pm 15_{\text{Stat}}$	$55 \pm 9_{\text{Sys}} \pm 7_{\text{Stat}}$
Detektionswahrscheinlichkeit	0.1917	0.1305
Ereignisse mit niederenergetischen Neutronen	1163	421
Korrektur auf hochenergetische Neutronen	1564	566
$B(\bar{p}d \rightarrow M^+M^-n_s) * 10^{-3}$	2.01 ± 0.27	0.73 ± 0.16
$B(\bar{p}d \rightarrow M^+M^-n_s)/B(\bar{p}d \rightarrow Xn_s) * 10^{-3}$	3.59 ± 0.40	1.30 ± 0.28
Literaturwert : [96]	4.2 ± 1.2	-
$B(\bar{p}d \rightarrow M^0M^-p_s)/B(\bar{p}d \rightarrow Xp_s)$ [105]	-	1.47 ± 0.21
$B(\bar{p}p \rightarrow M^+M^-) : s$ - Welle	3.33 ± 0.17	1.01 ± 0.05
$B(\bar{p}p \rightarrow M^+M^-) : p$ - Welle	4.81 ± 0.49	0.287 ± 0.051

Tabelle 3.7: Die Verzweigungsverhältnisse $\bar{p}d \rightarrow \pi^-\pi^+n_s$, $\bar{p}d \rightarrow K^+K^-n_s$.

Die punktierte Linie mit dem Maximalwert um 1250 MeV/c in Abbildung 3.11 zeigt die Lage und die Breite des zu erwartenden $p\pi^-$ Signals, berechnet auf der Basis von 10 000 Monte Carlo Ereignissen. Für die Abschätzung des Untergrundes aus den vorher genannten Kanälen wird der Anteil an Ereignissen in [1150,1500 MeV/c] verwendet (1.99% für $\pi\pi$, 1.08% für KK und 1.44% für $\pi\pi\pi$). Von elf beobachteten Kandidaten werden 5.5 dem Untergrund zugezählt. Das Signal entspricht einem absoluten Verzweigungsverhältnis von $(1.4 \pm 0.7) * 10^{-5}$ (Tabelle 3.8).

2. Auswahlkriterium :

Eine saubere Trennung der kollinearen Ereignisse bei $\bar{p}p$ Prozessen in Wasserstoff gelingt durch die Anpassung einer einzigen Spur durch alle gemessenen Datenpunkte [26,73]. Die Anzahl Messpunkte entlang der Bahn wird dadurch verdoppelt und die Auflösung auf 13.1 MeV/c für $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$ (11.6 MeV/c für $\bar{p}p \rightarrow KK$) verbessert. Die gleiche Methode liefert für diese beiden Kanäle im Deuteriumdatensatz eine Verschmierung des Spektrums. Abbildung 3.11 (rechts) zeigt das Spektrum der neu berechneten Impulse. Die $p\pi^-$ Linie wird bei $\mu = 1248$ MeV/c und einer Breite $\sigma = 19$ MeV/c erwartet. Im Bereich $|\vec{p}_{12}| \in [1200, 1300 \text{ MeV/c}]$ wird bei vier Kandidaten ein Untergrund von 0.6

Verzweigungsverhältnis $pd \rightarrow p\pi^-$	Ereignisse Daten - Untergrund	Nachweis - wahrscheinlichkeit	Verzweigungs - verhältnis ($\cdot 10^{-5}$)
1. Auswahlkriterium	5.5	0.51	1.4 ± 0.7
2. Auswahlkriterium	3.6	0.52	0.87
3. Auswahlkriterium	3	0.30	1.3
Bizarri et al. [34]	6	-	0.9 ± 0.4
Smith et al. [106]	-	-	2.8 ± 0.3

Tabelle 3.8: Das Verzweigungsverhältnis $\bar{p}d \rightarrow p\pi^-$.

Ereignissen erwartet (Tabelle 3.8). Dies führt wieder auf ein Verzweignungsverhältnis von etwa 10^{-5} .

3. Auswahlkriterium :

Im letzten Schritt wird durch schärfere Kriterien der Untergrund vollkommen eliminiert. Dies wird erreicht durch die Forderung, dass die beiden einzeln gemessenen Impulse grösser als 1150 MeV/c und durch lange Spuren (bis zur Kammer P1) definiert sind. Von 10^5 $\pi\pi$ Monte Carlo Ereignissen erfüllt kein einziges diese Bedingung. Die drei verbleibenden Kandidaten können als Nachweis für die Existenz des Kanals $pd \rightarrow p\pi^-$ interpretiert werden.

Das hier gefundene Verzweigungsverhältnis stimmt überein mit demjenigen von Bizarri et al. [34], die sechs Ereignisse identifizieren konnten. Nach Abschluss unserer Analyse wurde das Resultat von Smith et al. [106] bekannt, die mit einem speziell für den Nachweis monochromatischer Linien bei der Antiproton - Annihilation konstruierten magnetischen Spektrometer ein Verzweigungsverhältnis von $(2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ fanden.

Die Verzweigungsverhältnisse $pd \rightarrow \pi^- \pi^+ n_s$ und $pd \rightarrow K^- K^+ n_s$ stimmen mit denjenigen für die s - Wellen Absorption im Wasserstoff gemessenen überein, nicht jedoch mit den im ASTERIX - Experiment gemessenen p - Wellen Werten. Dies lässt sich insbesondere aus den hier erstmals gemessenen $K^+ K^-$ - Daten ablesen. Dieser Kanal ist in der p - Welle unterdrückt. Antiproton und im Deuterium gebundenes Proton befinden sich also in einem relativen s - Zustand.

3.4 Das Baryon Λ im Endzustand

Das Hyperon Lambda mit der Masse $m = 1115.60 \text{ MeV}/c^2$ ist das leichteste Baryon mit "strangeness". Im Quarkmodell besteht es aus je einem u, d und s Quark und zerfällt schwach in die Kanäle [14] :

$$\Lambda \longrightarrow p\pi^- \quad (64.2 \pm 0.5) \% \quad (3.8)$$

$$n\pi^0 \quad (35.8 \pm 0.5) \% \quad (3.9)$$

Wegen seiner langen Lebensdauer ($c\tau = 7.89 \text{ cm}$) kann ein Lambda durch einen zweiten Zerfallsvertex, der vom Annihilationsvertex durch eine längere Flugstrecke getrennt ist, erkannt werden. Eine Reaktion mit einem Lambda im Endzustand kann in allgemeiner Form dargestellt werden als

$$\bar{p}d \longrightarrow \Lambda + K + X$$

$K = K^0, K^+$
 $X = \text{Mesonen.}$

Mit der vorhandenen Apparatur kann nur der Zerfall in geladene Teilchen gemessen werden.

3.4.1 Datenauswahl und Nachweis des Signals

Für den Nachweis des Signals werden alle Ereignisse verwendet. Die erste Anforderung besteht darin, dass zwei Spuren gemessen werden konnten, die zu einem gemeinsamen Vertex führen, d.h. einen kleinsten Abstand von weniger als 2 cm haben. Im nächsten Schritt wird eine Proton- und eine (negative) Pionspur verlangt. Die invariante Masse dieser beiden Spuren ist in Abbildung 3.13, und für Stickstoffdaten in Abbildung 3.14 aufgetragen (links oben). In beiden Fällen ist um den Wert $m_{12} = 1115 \text{ MeV}/c^2$ ein scharfes Signal zu erkennen. Im nächsten Schritt werden zwei weitere Spuren mit einem gemeinsamen Vertex verlangt. Für diesen zweiten Vertex wird nun verlangt, dass er in einem Kegel liegt, der einen Öffnungswinkel α mit dem Lambda - Impuls bildet (Abbildung 3.12). Es resultieren daraus die in den Abbildungen 3.13, bzw. 3.14 (rechts oben) gezeigten Spektren mit besserem Signal zu Untergrund - Verhältnis bei annähernd gleichbleibender Signifikanz. Im Fall der Deuteriumdaten ist der Reduktionsfaktor in der Statistik geringer, da diese Ereignisse durch die MALU(4,4,4,5) Aufnahmebedingung unterstützt werden. Als Ereignisse mit guten Spuren werden alle jene definiert,

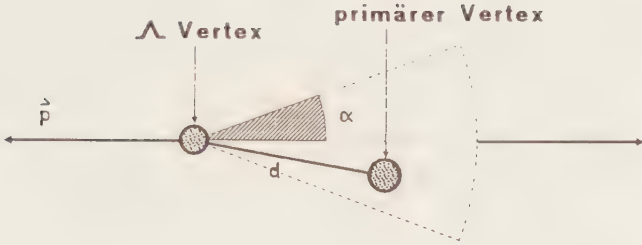


Abbildung 3.12: Geometrisches Auswahlkriterium für das Baryon Lambda.

Daten	Parameter der Normalverteilung				Raten im Intervall [1111.8,1118.4]			
	μ [MeV]	FWHM [MeV]	Signal	Fehler	Signal	Unter- grund	Anteil [%]	Signifikanz [σ]
D ₂ a	1115.0	6.4	796	58	717	3 665	16.4	10.8
D ₂ b	1115.1	5.3	227	16	204	182	52.8	10.4
D ₂ c	1115.2	5.0	165	12	148	84	63.8	9.7
D ₂ d	1115.2	5.7	160	12	144	73	66.3	9.8
N ₂ a	1114.2	5.6	738	70	664	5 585	10.6	8.4
N ₂ b	1114.0	7.4	220	20	198	353	35.8	8.4
N ₂ c	1115.1	4.6	59	8	53	41	56.4	5.5
N ₂ d	1114.6	7.5	157	13	141	116	54.8	8.8

Tabelle 3.9: Daten aus der Anpassung zum Nachweis des Signals. a: Alle Ereignisse, b: Auswahl durch den Öffnungswinkel $\alpha < \frac{\pi}{8}$, c: zusätzlich gute Spuren, d: $\alpha < \frac{\pi}{12}$ und Flugdistanz $d > 2\text{cm}$.

deren Anzahl gemessener Spuren in den Dralkammern mit der Anzahl der alleine durch die Driftkammer bestimmten Spuren übereinstimmt. Diese bijektive Zuordnung ist in den Stickstoffdaten seltener erfüllt und führt daher zu einer Unterdrückung der Statistik in diesem Spektrum. Im letzten Schritt wird zusätzlich zu einem engeren Kegel eine Distanz von mindestens zwei Zentimetern zwischen den beiden Vertices verlangt (Abbildung 3.13, 3.14, rechts unten). Durch die Anpassung einer Normalverteilung wird Mittelwert, Varianz und Normierungskonstante ermittelt. Der dazu abgezogene Un-

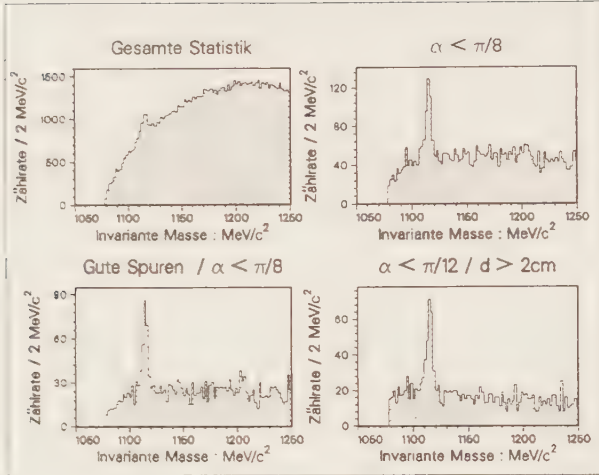


Abbildung 3.13: Die invariante Masse von $p\pi^-$ Vertices für Deuterium Daten. Für eine Beschreibung der einzelnen Auswahlkriterien siehe Text.

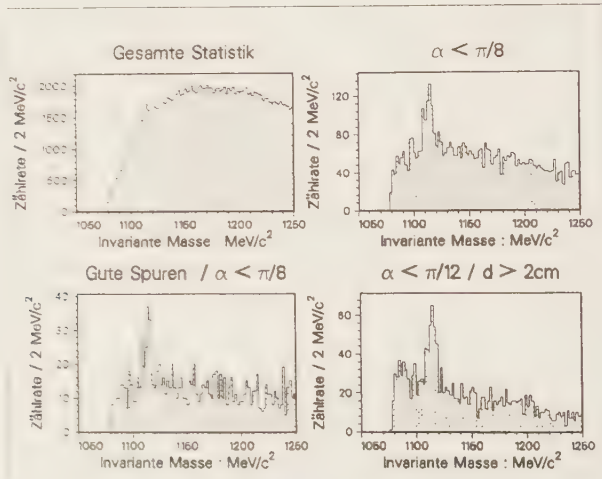


Abbildung 3.14: Die invariante Masse von $p\pi^-$ Vertices für Stickstoff Daten. Für eine Beschreibung der einzelnen Auswahlkriterien siehe Text.

tergrund wird durch ein Polynom zweiten Grades, dass im nicht signifikanten Bereich angepasst wurde, abgeschätzt. Im 10 % Konfidenzintervall ($m_{12} \in [1111.81, 1118.39 \text{ MeV}/c^2]$) resultieren die in Tabelle 3.9 angegebenen Anteile und das Verhältnis des Signals zum Untergrund.

3.4.2 Monte Carlo Studien

Für die Berechnung der Akzeptanz und das Verständnis der Daten wird der Zerfall des Lambda simuliert. Für die Monte Carlo Rechnung wird eine Phasenraumverteilung (Programm FOWL [107,108,109]) des Endzustands $\Lambda K \pi \pi$ gezogen:

$$m_{\bar{p}} + m_d \longrightarrow \Lambda K \pi \pi \longrightarrow (p \pi^-) K \pi \pi$$

Abbildung 3.15 (links) zeigt die $(p \pi^-)$ Impulsverteilungen. Aus der gleichmässigen Aufteilung der kinetischen Energie entsteht in den meisten Fällen ein Pion mit niedrigem Impuls. Für Ereignisse, in denen das Lambda nur kleinen Impuls besitzt, wird eine Unterdrückung des Signals erwartet.

Für die Berechnung der Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit wird folgendermassen vorgegangen: Nach der Erzeugung durch den Phasenraumgenerator werden alle Teilchen, bis auf das Proton und das negativ geladene Pion des Λ -Zerfalls, als nicht beobachtet angenommen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, weil exklusive Kanäle mit der vorhandenen Apparatur nicht eindeutig identifiziert werden können, und durch die Kanäle $p d \rightarrow \Lambda K n \pi$, $n=2,3$ das Λ -Impulsspektrum gut beschrieben werden kann. Die Differenz in der Akzeptanz zwischen den Resultaten für $n=2$ und $n=3$ kann als systematischer Fehler interpretiert werden. Nur im Fall eines stark variierenden Impulsspektrums, etwa bei dominierender Erzeugung niederenergetischer Lambdas, entspricht die Beschreibung nicht der Realität. Das Spektrum der invarianten Masse zeigt ein äusserst scharfes Signal, sodass durch die Trennung des Signals zum Untergrund bei den gemessenen Daten keine Mehrdeutigkeiten auftreten. Falsche Kombinationen fallen in den schwach variierenden Untergrund und müssen bei der Monte Carlo Simulation nicht berücksichtigt werden.

Für die Protonspur wird der Energieverlust in der Aluminiumfolie berücksichtigt, Vielfachstreuung jedoch nicht. Für die Monte Carlo Ereignisse wird jede positiv geladene Spur zunächst als Proton akzeptiert, die Pion-Proton-Auswahl mit Hilfe der

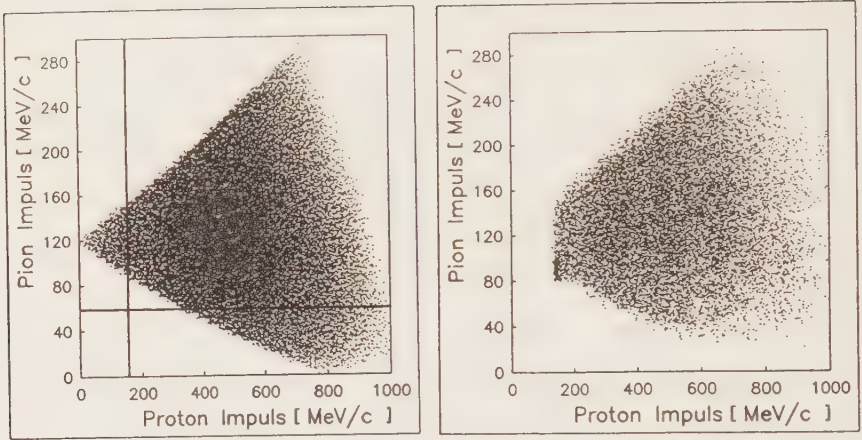


Abbildung 3.15: Monte Carlo Rechnung: Impulsbereich der Zerfallsprodukte des Baryons Lambda für den Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K \pi \pi$. Die eingezeichneten Linien geben etwa die Schwellen an, unterhalb derer keine Pionen bzw. Protonen beobachtet werden.

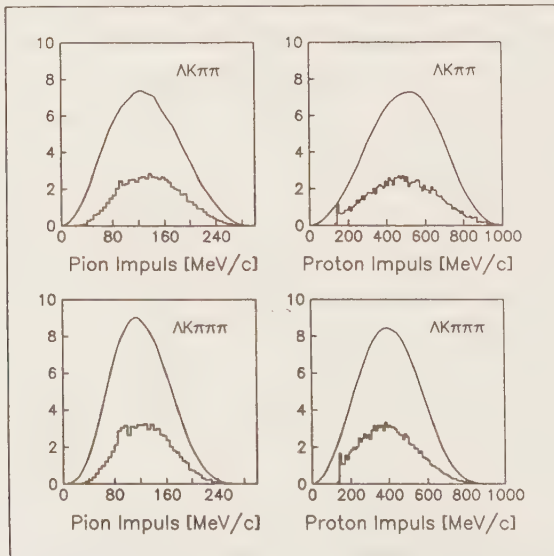


Abbildung 3.16: Die Impulsspektren der Zerfallsprodukte aus der Monte Carlo Simulation. Die durchgezogene Linie entspricht dem theoretischen Phasenraumverlauf. Das Histogramm zeigt bei gleicher Skala die gesamte Unterdrückung durch die Akzeptanz. Für die Protonspektren ist die Reduktion durch das Energieverlustkriterium nicht berücksichtigt.

Pulshöhe in der XDC jedoch durch die empirischen Gewichte berücksichtigt. Abbildung 3.15 (rechts) zeigt das Monte Carlo Spektrum nach der Analyse. Das Spektrum enthält nur Spuren, deren invariante Masse in das in der Analyse der experimentellen Daten verwendete Intervall fällt. Die Anhäufung bei $(|\vec{p}_\pi| \sim 90 \text{ MeV}/c)$, $(|\vec{p}_p| \sim 170 \text{ MeV}/c)$ entsteht durch falsch identifizierte Spuren. Abbildung 3.16 zeigt die Impulsspektren der Zerfallsprodukte für die Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^- n\pi$, $n = 2, 3$.

3.4.3 Verzweigungsverhältnisse

Das Ziel dieses Kapitels ist es, eine inklusive Rate für Λ -Produktion zu bestimmen. Eine detaillierte Untersuchung exklusiver Kanäle ist wegen des beschränkten Raumwinkels und der schlechten Vertexauflösung nicht möglich. Die Analyse ist auf das Signal in der invarianten Masse der Proton- und Pionspur ohne weitere Schnitte beschränkt.

Ein Blasenkammerexperiment [34] konnte 1968 eine Tabelle der Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Kanäle angeben. Dabei wurde ein zwar nur kleiner Anteil an Ereignissen festgestellt, die nur durch die zwei Spuren der Zerfallsprodukte charakterisiert waren, z.B. von Reaktionen wie

$$\begin{aligned} \bar{p}d &\longrightarrow \Lambda K_0^- n\pi^0 \\ K_0 &= K_L \text{ oder } K_0 = K_S \rightarrow \pi^0\pi^0. \end{aligned}$$

Deshalb werden für die folgende Analyse der Deuterium Daten nur Ereignisse verwendet, die mit p Stop oder MALU(2,2,2,3) Aufzeichnungsbedingung gemessen wurden. Der Stickstoff Datensatz besteht nur aus $\bar{p}$ Stop und MALU(2,2,2) Daten und kann daher vollständig verwendet werden. Die Forderung nach mindestens zwei Signalen in den einzelnen Drahtkammern verursacht keine wesentliche weitere Unterdrückung des Signals.

Die korrekte Normierung beruht auf einer Klasse von Ereignissen, die die gleiche Struktur besitzen (siehe auch Kapitel 3.3.3). Es werden alle Ereignisse mit einer Proton- und einer Pionspur, deren invariante Masse im 1 % beidseitigen Konfidenzintervall $[1109.95, 1120.25 \text{ MeV}/c^2]$ liegt, gezählt (Signal und Untergrund). Für die verwendeten Datensätze erhält man bei Stickstoff 7867 ± 87 (Deuterium 1585 ± 40). Die entsprechenden Zahlen für $\bar{p}$ Stop Daten lauten: 3482 ± 59 (293 ± 17).

Mit

$$N_{Total} = N_{\bar{p}Stop} * \frac{N(m_{12} \in 1\% \text{ KI})}{N_{\bar{p}Stop}(m_{12} \in 1\% \text{ KI})}$$

$$N_{\bar{p}Stop}(N_2) = (34.0 \pm 1.5) * 10^4$$

$$N_{\bar{p}Stop}(D_2) = (1.28 \pm 0.04) * 10^5$$

erhält man die äquivalente Stoprate $N_{Total}(N_2) = 768\,100 \pm 37\,300$, $N_{Total}(D_2) = 691\,400 \pm 48\,400$.

Die grossen Fehler an die Gesamtanzahl der $\bar{p}$ Stop Ereignisse resultieren aus der Diskrepanz zwischen aufgezeichneten und analysierten Ereignissen (ca. 6 %) und aus den Verlusten durch die Vertexverteilung (ca. 3 %). Ein Test für diese Werte kann über die gemessene Multiplizität der geladenen Teilchen erfolgen. Der Vektor $\hat{n}$ für die MALU(2,2,2,3) Daten führt nach Multiplikation mit der Akzeptanz - Matrix (Kapitel 3.2) zu den wahren Häufigkeiten unter dieser Aufnahmebedingung. Diese werden auf die Häufigkeit von vier geladenen Spuren normalisiert und mit dem entsprechenden Vektor aus den $\bar{p}$ Stop Daten verglichen. Aus der Unterdrückung für Ereignisse mit 0 bis 3 Spuren kann die äquivalente Stoprate ermittelt werden. Für Stickstoff (Deuterium) Daten erhält man die Werte: $N_{Total}(N_2) = 798\,300 \pm 24\,000$, $N_{Total}(D_2) = 719\,700 \pm 21\,600$ in guter Übereinstimmung mit obigen Werten.

Die Grösse des Signals wird durch Anpassung einer Normalverteilung bestimmt. Der Untergrund wird durch ein Polynom zweiten Grades an die Randgebiete ausserhalb des Signals angepasst (Abbildung 3.17).

Schliesslich wird noch die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Proton - Pion Paar, dessen invariante Masse im Intervall $[1109.95, 1120.25 \text{ MeV}/c^2]$ liegt, durch Monte Carlo Rechnung bestimmt. Sie enthält den neutralen Zerfall ($D_\Lambda \rightarrow D_{p\pi^-} = 0.642$). Durch die Flugstrecke resultiert eine Verbreiterung der Vertexverteilung. Die Monte Carlo Rechnung zeigt, dass 86.1 % aller Lambda - Vertices im Annihilationsvolumen liegen. Für den Rest wird angenommen, dass der Energieverlust nicht gemessen werden kann. Wenn die Identifikation eines Protons gefordert wird, ergibt sich ein zusätzlicher Gesamtfaktor 0.611 ± 0.032 bei Deuterium und 0.696 ± 0.031 bei Stickstoff für die Gesamtakzeptanz (siehe Kapitel 2.3.1). Tabelle 3.10 zeigt die Reduktion der Akzeptanz in

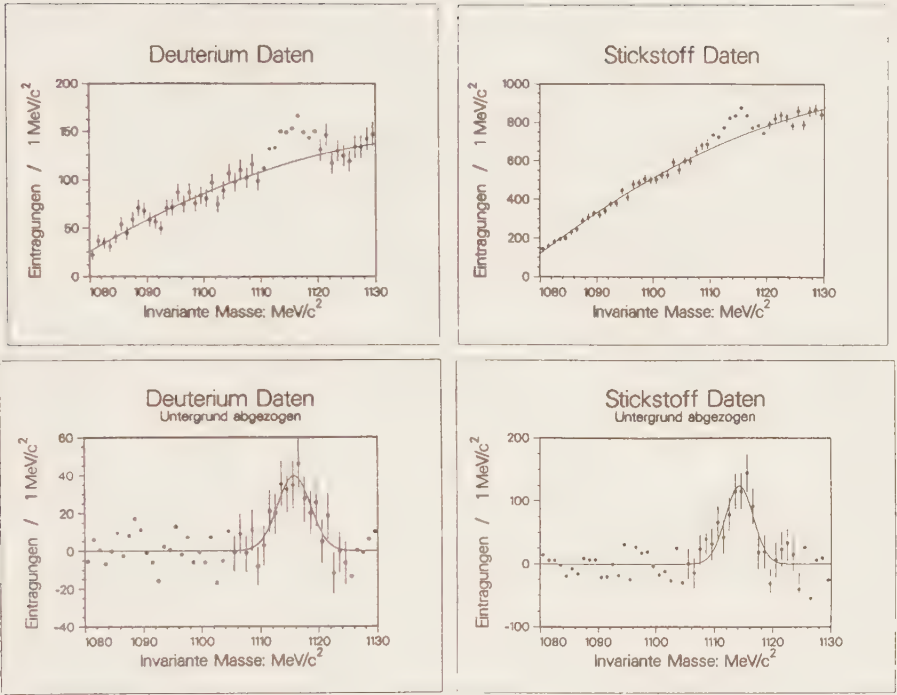


Abbildung 3.17: Das Baryon Λ im Spektrum der invarianten Masse der $p\pi^-$ Vertices. Für die Anpassung der Kurven (oben: Polynom dritten Grades für den Untergrund; unten: Normalverteilung für das Signal) wurden nur die Punkte mit den Fehlerbalken verwendet.

den einzelnen Schritten für die Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K n \pi$, $n = 2, 3$.

Die Verzweigungsverhältnisse

$$B_{\Lambda} = \frac{N_{\Lambda}/D_{\Lambda}}{N_{Total}}$$

werden in Tabelle 3.11 mit einem Literaturwert verglichen. Eine zweite Abschätzung des Verzweigungsverhältnisses kann durch die Untersuchung der Impulsabhängigkeit der Akzeptanz gewonnen werden (siehe nächstes Kapitel).

Weitgehend unabhängig von der Akzeptanz ist das relative Verzweigungsverhältnis zwischen Annihilationen in Deuterium- und in Stickstoffgas. In Kapitel 3.2 wurde aus dem Vergleich der Kernoberflächen im Fall von sekundären Streuprozessen das Intervall $[3.66, 5.53]$ für das Verhältnis Stickstoff / Deuterium angegeben. Für die Lambda

Monte Carlo Kanal	$\Lambda K \pi \pi$ [%]	$\Lambda K \pi \pi \pi$ [%]
Vertex aus 2 Spuren	45.80	45.17
Ein Proton und ein Pion	45.10	44.37
$m_{12} \in [1109.95, 1120.25 \text{ MeV}/c^2]$	34.36	34.59
Korrektur auf neutrale Kanäle	22.06	22.21
Akzeptanz D_2	13.48 ± 0.43	13.57 ± 0.43
Akzeptanz N_2	15.35 ± 0.48	15.46 ± 0.48

Tabelle 3.10: Bestimmung der Akzeptanz durch Monte Carlo Rechnung und empirischen Einflussfaktoren. Der letzte Schritt enthält die Verluste durch die Protonidentifikation und der Verbreiterung der Λ - Vertexverteilung.

Daten	D_2	N_2
N (Signal)	281	738
Fehler aus der Anpassung	32	80
Fehler auf die Gesamtrate	45	97
Akzeptanz	0.135 ± 0.004	0.154 ± 0.005
Äquivalent zur Gesamtstatistik	691 400	768 100
$B(\bar{p}d \rightarrow \Lambda + X) [10^{-3}]$	3.0 ± 0.4	6.2 ± 0.8
Extrapolation aus $ \vec{p}_\Lambda \in [300, 700 \text{ MeV}/c]$	3.5 ± 0.7	8.1 ± 1.2
Bizarri et al. [34]	3.6 ± 0.6	-

Tabelle 3.11: Verzweigungsverhältnis für die Λ Produktion.

Produktion wird dieses Verhältnis 2.06 ± 0.38 . Die Problematik des Vergleiches liegt in der Absorptionswahrscheinlichkeit des Baryons am verbleibenden Restkern. Vor allem wenn der Erzeugungsprozess an einen inneren Nukleon stattfand, sind Absorption und inelastische Streuung an äusseren Nukleonen denkbar. Allerdings kann auch der Drehimpuls des annihilierenden Teilchens die Kaon - Rate, und somit auch die Lambda Produktion durch sekundäre Streuprozesse senken.

3.4.4 Impulsspektrum

Betrachtet man das Spektrum der invarianten Masse ($\pi^- p$) in Abhängigkeit des Impulses ($\vec{p}_{\pi^-} + \vec{p}_p = \vec{p}_{\Lambda}$), so fällt eine komplette Unterdrückung des Λ - Signals für kleine Impulse auf (Siehe Abbildung 3.18). Im Kapitel 3.4.2 wurden bereits die Impulsabhängigkeit der Akzeptanz für die Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K n \pi$, $n=2,3$ untersucht. Abbildung 3.19 zeigt die Verteilung der Einzelimpulse für verschiedene Intervalle des Lambda - Impulses. Insbesondere der Impulsbereich $|\vec{p}_{\Lambda}| < 300$ MeV/c führt zu niederenergetischen Protonen, deren Nachweis problematisch ist und für die auch die Berechnung der Akzeptanz schwierig und mit grossen Fehlern behaftet ist. Abbildung 3.20 zeigt die Λ - Impulsspektren $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K n \pi$, $n=2,3$, vor und nach der Analyse der Monte - Carlo Daten. Im Bereich $|\vec{p}_{\Lambda}| < 100$ MeV/c werden falsch identifizierte Spuren festgestellt, die trotzdem im Spektrum gezählt werden. In diesem Bereich ist die Akzeptanz nicht gut bestimmt. Das Ansteigen der Kurve für hohe Impulse wird durch die schlechte Auflösung verursacht. Durch die Verbreiterung werden schwach bevölkerte Gebiete überproportional besetzt und dies führt zu einem scheinbaren Anstieg der Akzeptanz. Eine Kontrolle über die ursprünglichen Werte statt der berechneten ist nicht sinnvoll, da dieses Verfahren

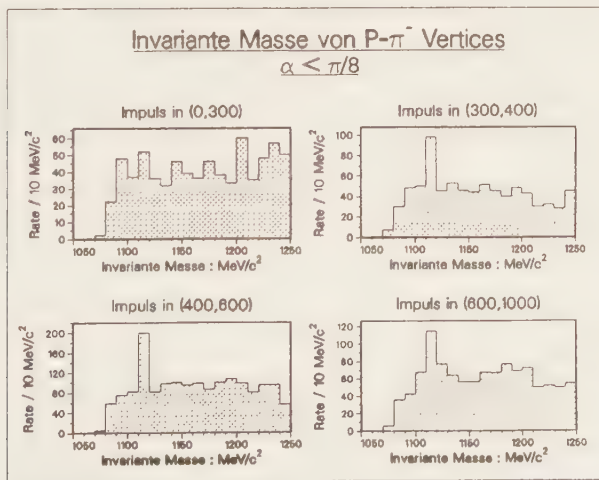


Abbildung 3.18: Die invariante Masse in Abhängigkeit des Impulses; Alle Deuterium - Daten zusammengefasst.

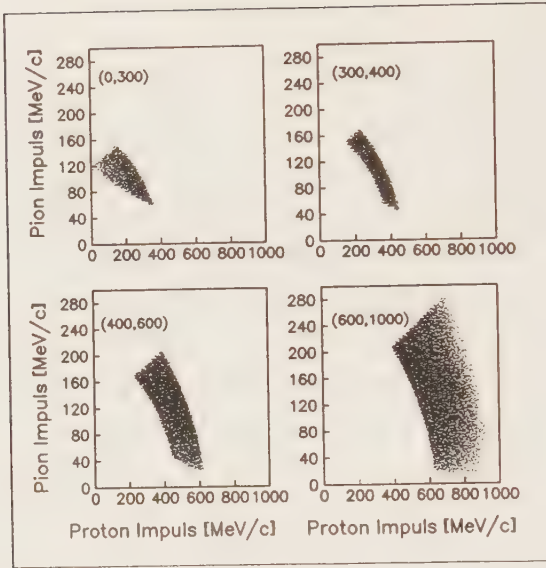


Abbildung 3.19: Impuls der Zerfallsprodukte für verschiedene Bereiche des Λ - Impulses.

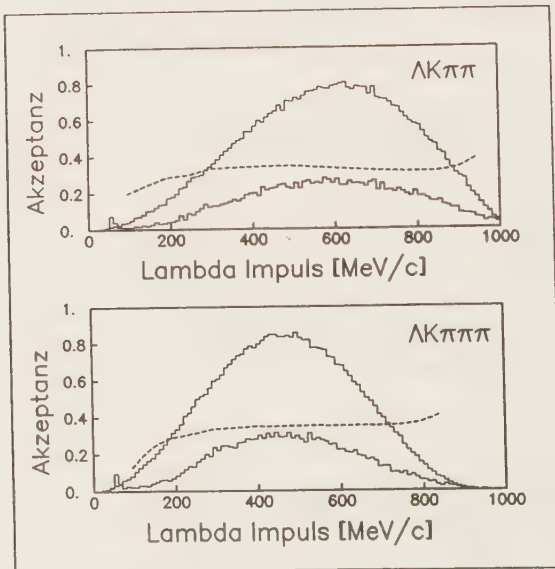


Abbildung 3.20: Akzeptanz für Lambdas in Abhängigkeit des Impulses aus der Monte Carlo Rechnung, oberes Histogramm ohne, unteres Histogramm mit Analyse, gestrichelte Linie: Akzeptanz.

für reelle Daten nicht ausführbar ist. Der Unterschied zwischen den beiden Kurven $n=2$ und $n=3$ ist ein Mass für die Sicherheit der berechneten Akzeptanzwerte. Im Bereich $|\vec{p}_\Lambda| \in [300, 700 \text{ MeV}/c]$ werden nur geringfügige Unterschiede festgestellt und die Akzeptanz bleibt nahezu konstant, in Tabelle 3.12 wird daher der Mittelwert das Zentrum des entsprechenden Impuls - Intervalls angegeben.

Die Zählrate (Tabelle 3.12) wird als Funktion des Impulses mit Hilfe des Kontrollbereiches $m_{12} \in [1099.65, 1109.95 \text{ MeV}/c^2] \cup [1120.25, 1130.55 \text{ MeV}/c^2]$ bestimmt. Die Subtraktion des so ermittelten Untergrunds von der Zählrate im Signalbereich $[1109.95, 1120.25 \text{ MeV}/c^2]$ ergibt die Signalzählrate. Im reduzierten Deuterium Datensatz (p Stop - und MALU(2,2,2,3)) verbleiben wegen des geringen Datenumfangs grosse statistische Schwankungen. Für das Impulsspektrum stellt der Einfluss der MALU(4,4,4,5) - Aufzeichnungsbedingung nur eine kleine Korrektur dar, sodass die Verwendung der gesamten Statistik gerechtfertigt erscheint. Abbildung 3.21 zeigt die Impulsspektren für Deuterium und das gleichermassen behandelte Stickstoff.

Allen Spektren gemeinsam ist der Einbruch bei 500 MeV/c. Ob dieser Einbruch auf zwei Strukturen, analog zum Spektrum des Beobachter Protons, zurückzuführen ist, kann mit den vorhandenen Daten nicht geklärt werden. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den Phasenraumverteilungen $pd \rightarrow \Lambda K n \pi$, $n=1,2,3$ bei gleicher Gesamtfläche. Die beste Annäherung erzielt die strichpunktierte Linie für $n=3$. Hyperonen mit kleinen Impulsen, wie sie bei sekundären Streuprozessen erwartet werden können mit der vorhandenen Apparatur nicht gut gemessen werden.

Aus den Daten im Bereich mit konstanter Akzeptanz $|\vec{p}_\Lambda| \in [300, 700 \text{ MeV}/c]$ kann unter Verwendung der Hypothese $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K 3\pi$ ein besserer Wert für das Gesamtverzweigungsverhältnis bestimmt werden. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit für $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ von $9.2 \pm 0.5 \%$ (D_2) bzw. $10.4 \pm 0.5 \%$ (N_2) resultieren die in Tabelle 3.11 angegebenen Werte und ein relatives Verzweigungsverhältnis:

$$\frac{B(\bar{p}N_2 \rightarrow \Lambda + X)}{B(pD_2 \rightarrow \Lambda + X)} = 2.33 \pm 0.56$$

Die hier berechnete Λ - Ausbeute stimmt für Deuterium mit dem Blasenkammer - Resultat überein. Für komplexe Kerne stehen zum Vergleich nur die Daten von Condo et al. [110] zur Verfügung. Für C,Ti,Ta und Pb Targets (äquivalent zu einer Antipro-

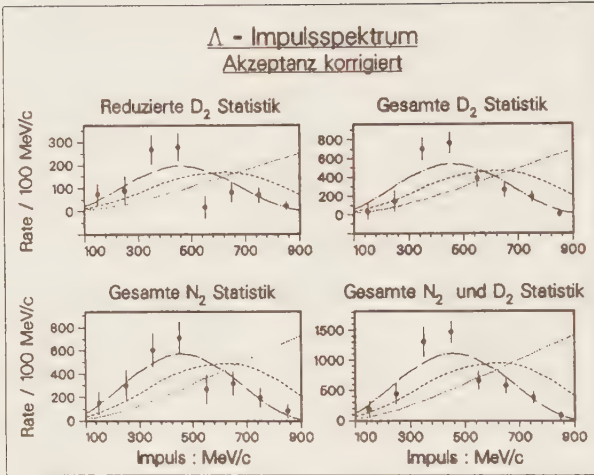


Abbildung 3.21: Das Lambda Impulsspektrum für Deuterium- und Stickstoffdaten.

		Λ Impuls Intervall : Mittelwerte							
		150	250	350	450	550	650	750	850
Akzeptanz [%]		24.0	30.3	33.8	34.5	34.4	33.8	33.3	36.1
D_2 : $\bar{p}$ Stop + MALU(2,2,2,3)	Signal	18	27	90.5	96	6	28	23.5	8.5
	Fehler	11.4	18.9	21.2	21	16.5	14.1	11.0	7
D_2 Gesamt	Signal	7.5	44	236.5	263.5	133.5	89	63.5	2
	Fehler	20.4	33	40.4	38.7	32.8	26.4	19.3	12
N_2 Gesamt	Signal	37	90	204	244	93.5	107	65	31
	Fehler	24.2	40.5	49.5	48.8	43.1	35.8	27.9	20.7
$D_2 + N_2$ Gesamt	Signal	44.5	134	440.5	507.5	227	196	128.5	33
	Fehler	31.6	52.5	83.2	62.3	54.2	44.4	33.9	23.8

Tabelle 3.12: Daten zum Lambda Impulsspektrum.

ton Reichweite für $p\bar{p} = 290$ MeV/c), die in einer Blaskammer einem breitbandigen Antiproton Strahl $0 \leq p\bar{p} \leq 450$ MeV/c ausgesetzt wurden, wurden die folgenden Verzweungsverhältnisse gemessen: C: $2.3 \pm 0.6\%$, Ti: $2.1 \pm 0.7\%$, Ta: $1.3 \pm 0.4\%$ und Pb: 2.7 ± 1.1 . Da in diesen Zahlen natürlich auch die Annihilation im Flug enthalten ist,

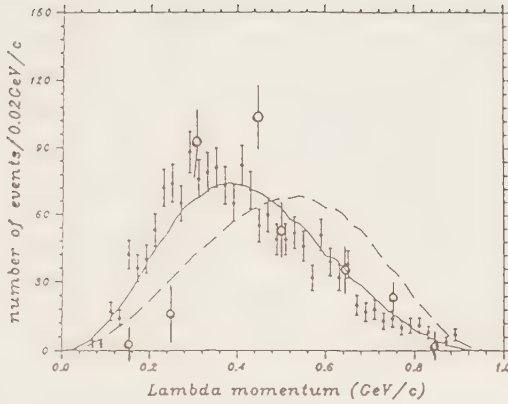


Abbildung 3.22: Das Lambda Impulsspektrum aus dem Blasenkammer - Experiment [25,111]. Die Kreise entsprechen den Datenpunkten dieses Experiments. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage durch sekundäre Kaon - Streuung und die gestrichelte Linie eine Phasenraumverteilung $pd \rightarrow \pi\pi K X$ mit $2m_\pi \leq m_X \leq 6m_\pi$. Das Spektrum und eine genauere Beschreibung der Kurven befindet sich in [90].

ist ein Vergleich nur bedingt sinnvoll. Jedoch muss in Anbetracht der hier vorgelegten N_2 - Daten dem Schluss der Autoren widersprochen werden, dass der starke Anstieg von etwa einem Faktor 5 gegenüber Deuterium, den Einfangsmechanismus an mehreren Nukleonen gleichzeitig notwendig aufzeigt. Dieser Schluss scheint auch durch die erfolgreiche Interpretation des Impulsspektrums für Deuterium durch sekundäre Kaon - Streuung [25,90,111,112] widerlegt. Abbildung 3.22 zeigt diese Rechnung im Vergleich zu unserem Spektrum und den Blasenkammerdaten.

3.4.5 Die exklusiven Kanäle $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K_0$, $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+\pi^-$

In diesem Kapitel wird der Versuch unternommen, durch die Analyse spezieller exklusiver Kanäle auf den Annihilationsmechanismus zu schliessen. Es werden dazu nur Vorgänge untersucht, die ausschliesslich auf geladene Teilchenspuren führen.

Als Erstes wird, analog zu Prozess $\bar{p}d \rightarrow p\pi$, nach Ereignissen

$$\bar{p}d \longrightarrow \Lambda K_0 \longrightarrow (p\pi^-)(\pi^+\pi^-)$$

gesucht. In diesem monochromatischen Zerfall beträgt der Impuls für das Lambda $|\vec{p}_\Lambda| = 1127 \text{ MeV/c}$. Alle Ereignisse mit einem Proton - Pion Paar, dessen invariante Masse im Intervall $[1099.66, 1130.55 \text{ MeV/c}^2]$ liegt, und deren resultierender Impuls grösser als 1050 MeV/c beträgt, wurden ausgewählt und optisch untersucht (scanning). Eine Monte Carlo Simulation mit Berücksichtigung des neutralen Zerfalls, ergibt für das Lambda eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 11.6% . Für ein beobachtetes Ereignis resultiert daraus ein Verzweungsverhältnis von $1.2 \cdot 10^{-5}$, das als obere Grenze interpretiert werden darf. Das in Abbildung 3.23 (links) dargestellte Ereignis stellt nach einer kritischen optischen Kontrolle den einzigen verbleibenden Kandidaten dar.

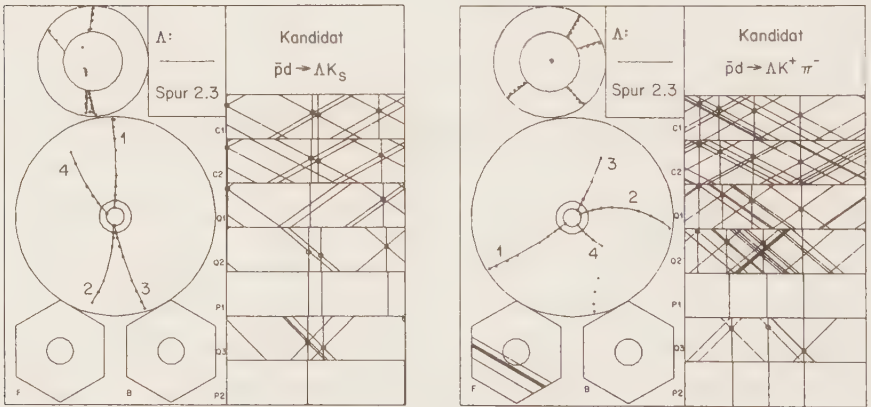


Abbildung im darüberliegenden kleinen Kreis stellt die Signale in der Driftkammer dar. In den beiden sechseckigen Darstellungen werden mögliche Signale in den Drahtkammern an den Zylinderenden des Detektors aufgetragen. Spur 3 kann durch den Wert des gemessenen Energieverlusts als Proton identifiziert werden und bildet zusammen mit Spur 2 das Lambda. Bei einer gemessenen invarianten Masse von $1124 \text{ MeV}/c^2$ beträgt der resultierende Impuls $1094 \text{ MeV}/c$. Der Impuls liegt somit innerhalb einer Standardabweichung der experimentellen Auflösung aus der Monte Carlo Rechnung. Aus der Summe der Impulse aller vier Spuren resultiert der Gesamtimpuls $19 \text{ MeV}/c$, der zur berechtigten Annahme führt, dass kein fehlendes Teilchen für dieses Ereignis angenommen werden muss. Betrachtet man die positive Spur 1 als Pionspur, so führt dies auf eine Gesamtenergie von 2832 MeV bei einem Sollwert von 2816 MeV . Die Kaon Hypothese für die gleiche Spur führt auf eine Verschlechterung der Energiebilanz (2954 MeV). Die Energiebilanz unterstützt daher die Annahme, dass Spur 1 einem Pion zuzuordnen ist, und aus der Erhaltung der strangeness wird das Spurpaar (1,4) als Zerfallsprodukt eines neutralen Kaons interpretiert. Die invariante Masse dieses Paares beträgt allerdings $621 \text{ MeV}/c^2$. Eine Monte Carlo Rechnung zeigt, dass nur 2.7 % aller K_0 Zerfälle in diesem Kanal durch die experimentelle Auflösung mit einer invarianten Masse grösser als $620 \text{ MeV}/c^2$ erwartet werden. Die Annahme, dass Spur 1 aus einer Kaonbahn entstammt, und das Ereignis dem Kanal $pd \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ zuzuordnen ist, erhält daher wieder mehr Gewicht. Bizarri et al. [34] konnten für den exklusiven Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ ein Verzweignungsverhältnis von $(0.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ bestimmen. Eine Monte Carlo Rechnung des Kanals $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ unter Annahme einer reinen Phasenraumverteilung zeigt, dass 8.8 % aller Ereignisse einen Lambda- Impuls grösser als $1050 \text{ MeV}/c$ aufweisen. Mit der Korrektur auf den neutralen Zerfall resultiert eine Abschätzung für das Verzweignungsverhältnis:

$$B \left(pd \rightarrow \Lambda (K\pi) \rightarrow (p\pi^-)(K\pi) \mid |\vec{p}_\Lambda| \geq 1050 \text{ MeV}/c \right) = (0.17 \pm 0.11) \cdot 10^{-5}$$

Bei 691 400 Ereignissen erwartet man daher 1.2. Diese Tatsache und der Wert der invarianten Masse ordnet dem einzigen Kandidaten den Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ zu.

Betrachtet man sekundäre Streuprozesse als inkohärente Vorgänge, so bietet der Endzustand $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ einen direkten Zugang zum Anteil der Annihilation aller

drei Teilchen in einem Vertex. Als sekundäre Streuprozesse kommen die Vorgänge

$$(\bar{p}p) n \longrightarrow K^+(K^-n) \longrightarrow K^+\pi^-\Lambda \quad (1)$$

$$(\bar{p}p) n \longrightarrow \pi^-(\pi^+n) \longrightarrow \pi^-K^+\Lambda \quad (2a)$$

$$(\bar{p}n) p \longrightarrow \pi^-(\pi^0p) \longrightarrow \pi^-K^+\Lambda \quad (2b)$$

in Frage. In jedem dieser Prozesse entstehen im Zweikörperzerfall des ersten Vertex zwei Mesonen mit definiertem Impuls ($|\vec{p}_K| = 797 \text{ MeV/c}$, $|\vec{p}_\pi| = 928 \text{ MeV/c}$). Die Übergangswahrscheinlichkeit $\sigma(\pi N \rightarrow \Lambda K)$ ist bei diesem Impuls sehr klein [113] und die Prozesse (2a,2b) wurden aus diesem Grunde bei der Analyse der Blasenkammerdaten [34] vernachlässigt. Allerdings können die Pion - Sekundär Streuprozesse über zwei Moden (2a,2b) erfolgen, und die Pion Produktion bei kollinearen Ereignissen wird um einen Faktor 2.76 bevorzugt (Kapitel 3.3.3).

In der Analyse ist die Zuordnung der Kaonmasse zu einer Spur eindeutig. Nachdem das Lambda aus Proton- und Pionspur erkannt ist, verbleibt nur eine positive Spur. Für alle Ereignisse mit vier Spuren (wobei eine davon einen Protonkandidaten darstellen muss) und der Gesamtladungssumme Null wird der fehlende Impuls und die Energiebilanz (mit der Kaon Masse für die zweite positive Spur) berechnet. Alle Ereignisse, deren fehlender Impuls kleiner als 120 MeV/c ist, und deren Energiebilanz sich im Betrag vom Wert 2816 MeV um weniger als 120 MeV unterscheidet, werden inspiziert. Wegen der willkürlichen Auswahlregeln gestattet diese Methode zwar keine Angabe eines absoluten Verzweigungsverhältnisses, garantiert aber dafür eine saubere Trennung der schlecht analysierten Ereignisse. Abbildung 3.24 zeigt die Kaon- und Pionimpulse der 19 verbleibenden Ereignisse. Die schattierte Fläche stellt den theoretisch möglichen Phasenraum der Reaktion $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+\pi^-$ dar. Für Prozess (1) wird eine Ansammlung um die waagrechte Linie bei 797 MeV/c Kaon Impuls erwartet. Prozesse (2a,2b) entsprechen der senkrechten Linie. Von den 19 Eintragungen können drei den Prozessen (2a,2b) und neun dem Prozess (1) zugeordnet werden. Die verbleibenden sieben Ereignisse zeigen die Evidenz der direkten Lambda Produktion durch gleichzeitige Annihilation der beiden Nukleonen. Abbildung 3.23 b zeigt ein Beispiel für den Prozess (2a,2b). Spur 1 wird durch ein Pion mit Impuls $|\vec{p}| = 846 \pm 42 \text{ MeV/c}$ hervorgerufen. Spur 3 (Proton) und Spur 2 (Pion) bilden das Baryon Lambda. Spur 4 stellt eine Kaonbahn dar. Dieses Kaon zerfällt zwischen den Kammern Q1 und Q2 in

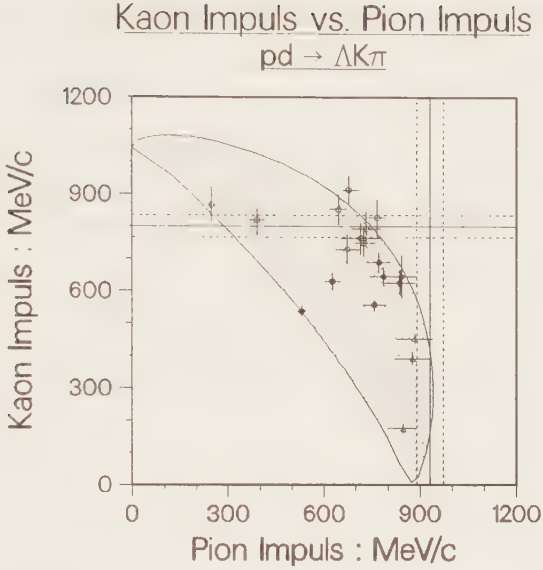


Abbildung 3.24: Die Impulse von K^+ und π^- im Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+\pi^-$. Das horizontale Band entspricht der sekundären Kaon - Streuung (Kandidaten mit Kreislinien) und das vertikale der Pion - Streuung (Kandidaten mit Dreiecken). Für die durch den Fermiimpuls bedingte Breite der Bänder siehe Kapitel 3.3.3. Die schraffierte Fläche zeigt den kinematisch möglichen Bereich aus dem Phasenraum.

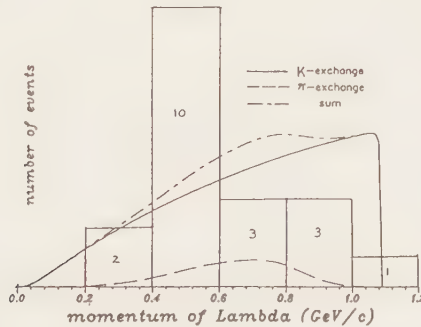


Abbildung 3.25: Das Lambda Impulsspektrum für den Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K\pi^-$. Das Spektrum und eine genauere Beschreibung der Kurven befindet sich in [90].

$\mu^+\nu$. Die Müonspur wird durch die vier nicht verbundenen Signale in den Kammern Q2,P1,Q3 und P2 angezeigt. Die drei Kandidaten für den sekundären Pion - Streuprozess stellen 25 % der sekundären Streuprozesse im Kanal $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^+\pi^-$ dar. Abbildung 3.25 zeigt das Impulsspektrum und die Verteilungen der sekundären Streuprozesse. Für die Rechnungen [90] wird die Hulthén Wellenfunktion für das Deuteron verwendet, im sekundären Streuprozesse die beteiligten Teilchen auf der Massenschale angenommen, eine Spin - Abhängigkeit jedoch vernachlässigt.

Kapitel 4

Korrelationen bei ununterscheidbaren Mesonen

4.1 Konzept und Modelle der Intensitäts - Interferometrie

In diesem Kapitel werden Methoden der Teilchen - Statistik verwendet, um Aussagen über das Annihilationsvolumen zu gewinnen. Schon bei der quantenmechanischen Korrektur der Besetzungszahlen in Kapitel 2.4 deutete sich der Einfluss der Ununterscheidbarkeit der Pionen an. Für N mögliche Zustände resultiert mit Verwendung der Maxwell - Boltzmann Statistik die Kovarianz $\overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} = -\frac{\overline{n_1} \overline{n_2}}{N} \sim 0$ während bei ununterscheidbaren Bosonen $\overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} = \overline{n_1} \overline{n_2}$ auftritt (siehe Anhang B). n_i bezeichnet dabei die Anzahl der Teilchen im Zustand i . Die quantenmechanische Betrachtungsweise führt daher, analog zum Pauli'schen Ausschlussprinzips bei Fermionen, zu starken Korrelationen in den Besetzungszahlen [22,114,115].

Korrelationen in den Intensitätsverteilungen für Photonen wurden erstmals von Hanbury - Brown und Twiss für astronomische Messungen verwendet [116]. Der wesentliche Unterschied zur üblichen Interferometrie besteht darin, dass zwei gleichzeitige, unabhängige Intensitätsmessungen bei Berücksichtigung der quantenmechanischen Ununterscheidbarkeit der Photonen verknüpft werden. Dies soll kurz illustriert werden. Seien P_1 und P_2 zwei chaotische Quellen mit Frequenzen ω_1, ω_2 und Phasen φ_1, φ_2 , so beobachtet man in den Detektoren A,B die Intensitäten :

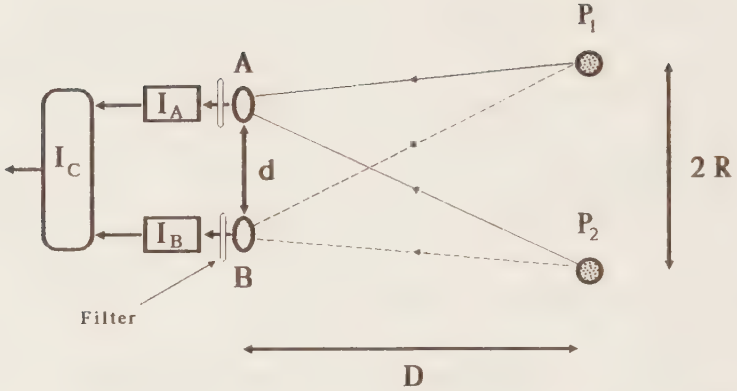


Abbildung 4.1: Klassische Anordnung von Hanbury - Brown und Twiss des Intensitäts- Interferenz Spektrometers

$$\begin{aligned}
 I_A &\propto (\sin A_1 + \sin A_2)^2 & (4.1) \\
 &= \sin^2 A_1 + \sin^2 A_2 + \cos(A_1 + A_2) - \cos(A_1 - A_2) \\
 A_i &= \omega_i t_{A_i} + \varphi_i \\
 &\text{analog für B}
 \end{aligned}$$

Die ersten drei Terme werden durch einen Tiefpassfilter entfernt und die verbleibenden Ströme im nächsten Schritt multipliziert (Correlator C). Der gemessene Strom I_C ist daher

$$\begin{aligned}
 I_C &\propto \cos(A_1 - A_2) * \cos(B_1 - B_2) \\
 &= \cos[(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2)] + \cos[(A_1 - A_2) - (B_1 - B_2)].
 \end{aligned}$$

Wegen

$$\begin{aligned}
 [(A_1 - A_2) - (B_1 - B_2)] &= \omega_1 t_{A_1} + \varphi_1 - \omega_2 t_{A_2} - \varphi_2 - \omega_1 t_{B_1} - \varphi_1 + \omega_2 t_{B_2} + \varphi_2 \\
 &= \omega_1(t_{A_1} - t_{B_1}) - \omega_2(t_{A_2} - t_{B_2})
 \end{aligned}$$

verbleibt ein hochfrequenter Anteil unabhängig von der relativen Phase. Der erste Term mittelt sich wegen der Phasenabhängigkeit nach einer geeigneten Messdauer weg.

Analog zum Young - Experiment kann auf das Verhältnis der Ausdehnung der Quelle zur Distanz geschlossen werden. Bei nahezu gleichen Frequenzen $\omega \sim \omega_1 \sim \omega_2$ (Filter) und den Bezeichnungen aus der Abbildung (4.1) folgt [117]

$$I_C \propto \cos(2 \omega \frac{R}{D} d).$$

Wesentlich für diesen Effekt ist die Ununterscheidbarkeit der Photonen (zwei Sinus-Terme in Gleichung 4.1) und die Verwendung der Intensitäten. Diese wird in der Literatur der Quantenoptik oft als Kohärenz zweiter Ordnung bezeichnet [115] .

Unabhängig von den Arbeiten von Hanbury - Brown und Twiss wurden diese Korrelationseffekte bei der Analyse der Verteilungen von Pionen zum erstenmal 1959 von G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee und A. Pais nachgewiesen (GGLP - Effekt). Sie stellten im Vergleich zu ungleich geladenen Pionpaaren einen signifikant kleineren mittleren Öffnungswinkel bei gleich geladenen Pionenpaaren fest [118,119]. Sie verwendeten dabei das Verhältnis

$$\gamma = \frac{\int_0^1 \phi'_N(y) dy}{\int_0^1 \phi_N^j(y) dy} \quad , \quad y = \cos \theta$$

mit

N Anzahl der Teilchen (definieren den Phasenraum)

$$j = \begin{cases} u & \dots \text{ ununterscheidbare Teilchen} \\ l & \dots \text{ unterscheidbare Teilchen} \\ \text{SM} & \dots \text{ Alle Teilchen ununterscheidbar, Phasenraum} \end{cases}$$

Unter Vernachlässigung des Phasenraumes und der inneren Quantenzahlen (freie spinlose Teilchen) und der Verwendung ebener Wellen ergibt die Symmetrisierung für identische Teilchen [119]

$$\phi^{S(1,2)} \propto e^{i(\vec{p}_1 \vec{r}_1 + \vec{p}_2 \vec{r}_2)} + e^{i(\vec{p}_1 \vec{r}_2 + \vec{p}_2 \vec{r}_1)}$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{p}_i \dots \text{ Impuls} \\ \vec{r}_i \dots \text{ Entstehungsort} \end{array} \right\} \text{ des Teilchens } i$$

und die resultierende Verteilung

$$\begin{aligned}\psi^S(1,2) &\propto \int |\phi^S(1,2)| \, d\text{Quelle} \\ &= \int \{1 + \cos[(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)]\} \, d\text{Quelle}\end{aligned}$$

Verwendet man für die Verteilung der Quelle eine Vollkugel so führt dies auf

$$\begin{aligned}\psi^S(1,2) &\propto 1 + 9 \left(\frac{\cos t}{t} - \frac{\sin t}{t^3} \right)^2 \\ t &= |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \, \rho \\ \rho &\dots \text{Radius der Quelle}\end{aligned}\tag{4.2}$$

und bei einer normalverteilten Quelle

$$\begin{aligned}\psi^S(1,2) &\propto 1 + e^{-s^2} \\ s &= |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \, \sqrt{b} \\ \sqrt{b} &\dots \text{Varianz der Normalverteilung}\end{aligned}\tag{4.3}$$

Beide Funktionen besitzen einen ähnlichen Verlauf und es gilt $\rho \sim 2.15 \sqrt{b}$. Der variierende Anteil ist zum Quadrat der Fourier - Transformaten der Verteilungsfunktion der Quelle proportional. Die allgemeinen Definition der Korrelationsfunktion [117,120-122]

$$\frac{\langle n_\pi(n_\pi - 1) \rangle}{\langle n_\pi \rangle^2} C_2(p_2, p_1) = \frac{\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d^6 \sigma_\pi}{d^3 p_1 d^3 p_2}}{\frac{1}{\sigma_{tot}^2} \frac{d^3 \sigma_\pi}{d^3 p_1} \frac{d^3 \sigma_\pi}{d^3 p_2}}$$

führt unter Voraussetzung einer spontanen gleichzeitigen Emission der Teilchen bei Verwendung ebener Wellen auf

$$\begin{aligned}C_2(p_1, p_2) &\rightarrow C_2(|\vec{q}|) = 1 + |\tilde{\rho}(|\vec{q}|)|^2 \\ \tilde{\rho} &\dots \text{Fouriertransformierte der} \\ &\text{Quellenverteilung } \rho; \quad \vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2\end{aligned}$$

Im nächsten Schritt soll die Lebensdauer der Quelle berücksichtigt werden. Das Ersetzen der Impulsdifferenz $\vec{q}$ durch das relativistische Analogon Q^2 [119]

$$\begin{aligned}Q^2 &\stackrel{\text{def}}{=} -(p_1 - p_2)^2 = -(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2 \\ &= -\vec{q}^2 + q_0^2 = -(2m)^2 + 2m_1^2 \\ &\quad \text{für } m = m_1 = m_2\end{aligned}$$

in (4.3) führt auf die Form

$$\begin{aligned}\psi^S(1,2) &= 1 + e^{b Q^2} \\ &= 1 + e^{-b \vec{q}^2 + b q_0^2}\end{aligned}\quad (4.4)$$

Erweitert man die Wellenfunktion mit dem Anteil der zeitlichen Entwicklung und die Normalverteilung mit einem zeitlichen Anteil, so führt dies auf eine Modellfunktion der Form:

$$\begin{aligned}\rho(\vec{r}, t) &\sim e^{-\frac{r^2}{2b} - \frac{t^2}{2\tau}} \\ \Rightarrow \psi^S(1,2) &= 1 + e^{-b \vec{q}^2 - \tau q_0^2}\end{aligned}\quad (4.5)$$

In ihren Arbeiten gingen Kopylov und Podgoretskii [123-126], resp. Cocconi [127] speziell auf Korrelationen bei Pionemission ein. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pionpaar aus unabhängigen Quellen zu detektieren, ist

$$\begin{aligned}\sigma &= \left| A_\lambda(p_1) A_\mu(p_2) + A_\lambda(p_2) A_\mu(p_1) \right|^2 \\ &(\lambda, \mu \text{ kennzeichnen die Quellen})\end{aligned}$$

und lässt sich als

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{12} + \sigma_{21} \\ \sigma_{kl} &= A_\lambda(p_k) A_\mu^*(p_l) + A_\lambda(p_K) A_\mu^*(p_L) \\ l &\neq L, \quad k \neq K; \quad l, k = 1, 2\end{aligned}$$

darstellen. Pionen als spinlose Teilchen gestatten die Verwendung der Klein-Gordon Gleichung und als Amplituden können daher

$$\begin{aligned}A(p) &= A(\vec{p}, \varepsilon) = \int_{(V, \tau)} g(r) e^{i p r} dr \\ p r &= \varepsilon t - \vec{p} \vec{r}, \quad g(r) = g(\vec{r}, t), \quad dr = d\vec{r} dt \\ g &\dots \text{Mesonstromquelle}\end{aligned}$$

verwendet werden. Dabei wurden alle Faktoren, die keinen Einfluss auf die Berechnung der Interferenzen haben, weggelassen. Somit wird

$$\begin{aligned}\sigma_{kl} &= \iiint\!\!\!\int g_\lambda(r') g_\lambda^*(r'') g_\mu(r''') g_\mu^*(r''''') \\ & * e^{i(p_k r' - p_l r'' + p_K r''' - p_L r''''')} dr' dr'' dr''' dr'''''.\end{aligned}\quad (4.6)$$

Im nächsten wesentlichen Schritt wird, analog zu Hanbury - Brown und Twiss, die Quelle $g(r)$ als zufällig verteilte Funktion angenommen. Die Mittelung über alle nicht beobachtbaren zufällig verteilten Parameter führt aus

$$\beta_{\lambda\mu}(r', r'', r''', r''') = \overline{g_\lambda(r') g_\lambda^*(r'') g_\mu(r''') g_\mu^*(r''')}$$

und der aus der Unabhängigkeit der Quellen folgenden Faktorisierung

$$\beta_{\lambda\mu}(r', r'', r''', r''') = \beta_\lambda(r', r'') \beta_\mu(r''', r''')$$

wegen Gleichung (4.6) auf die Fourier - Transformierte

$$b_\lambda(p_1, p_2) = b_\lambda^*(p_2, p_1) = \int \beta_\lambda(r', r'') e^{i(p_1 r' - p_2 r'')} dr' dr''.$$

Die Funktion b_λ wird als gegenseitige Kohärenzfunktion zweiter Ordnung (auch Teilchenkorrelator) bezeichnet. Aus der zu berechnenden Wahrscheinlichkeit wird

$$\begin{aligned} \sigma \equiv \psi^S(12) &= b_\lambda(p_1, p_1) b_\mu(p_2, p_2) + b_\lambda(p_2, p_2) b_\mu(p_1, p_1) + \\ &+ b_\lambda(p_1, p_2) b_\mu(p_2, p_1) + b_\lambda(p_2, p_1) b_\mu(p_1, p_2) \\ &= 2b(p_1, p_1)b(p_2, p_2) + 2b(p_1, p_2)b(p_2, p_1) \\ &= 2 \left[b(p_1, p_1)b(p_2, p_2) + |b(p_1, p_2)|^2 \right] \end{aligned}$$

für gleiche Quellen. Oft hängt der Teilchen - Korrelator $b(p_1, p_2)$ nur von der Differenz $q = p_1 - p_2$ ab, und die Wahrscheinlichkeit erscheint in der gewohnten Form

$$\psi^S(12) = 2 |b(0)|^2 + 2 |b(q)|^2 \propto 1 + \left| \frac{b(q)}{b(0)} \right|^2.$$

Verwendet man als Quellen schwere Oszillatoren mit Lebensdauer τ , Energie E und Raumlage r_0 , so folgt bei einer gleichmässigen Verteilung in einem Kugelvolumen (R)

$$g(r) \propto \delta^3(\vec{r} - \vec{r}_0) e^{(-iE + \frac{\Gamma}{2})t} \Theta(t)$$

$$\psi^S(12) \propto 1 + \frac{I^2(|\vec{q}|R)}{1 + \left(\frac{qR}{\Gamma}\right)^2} \quad (4.7)$$

$$\text{mit } I(x) = 3 \left(\frac{\sin x - x \cos x}{x^3} \right)$$

Für ein Ellipsoid ist $|\vec{q}|R$ durch

$$x = \sqrt{(q_x A)^2 + (q_y B)^2 + (q_z C)^2}$$

$A, B, C \dots$ Halbachsen

zu ersetzen. Betrachtet man auf einer Kugeloberfläche verteilte Quellen, so kann unter Verwendung des Lambert'schen Gesetzes die strahlende Oberfläche als Scheibe (mit definiertem Normalvektor) interpretiert werden. In diesem Fall resultiert das am meisten verwendete Modell mit den Kopylov - Variablen q_t, q_0 :

$$\begin{aligned} \vec{q}_t &= \vec{q} - \vec{n} (\vec{q} \vec{n}) \quad , \quad \vec{n} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|} \\ I(q_t R) &= \frac{2J_1(q_t R)}{q_t R} \dots \text{Airy Funktion} \\ q_t &= |\vec{q}_t| \quad , \quad J_1(x) \dots \text{erste Besselfunktion} \\ \Rightarrow \psi^S(12) &= 1 + \left(\frac{2J_1(q_t R)}{q_t R} \right)^2 \frac{1}{1 + (q_0 \tau)^2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Der wesentliche Unterschied zwischen den Gleichungen (4.2) und (4.7) besteht in der Berücksichtigung der Lebensdauer durch die Klein - Gordon Gleichung, resp. der Einführung des Quellenstromes [128].

Für die praktische Verwendung wird in den verschiedenen Korrelationsfunktionen ein zusätzlicher Parameter λ , der den Grad der Kohärenz berücksichtigt, eingeführt.

$$\psi(12) \propto 1 + \lambda \left| \frac{b(q)}{b(0)} \right|^2$$

Dieser gibt den Anstieg für den Grenzfall $q \rightarrow 0$ wieder:

$$\lambda \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\psi^S(12)}{\psi_0(12)} - 1$$

$\psi_0 \dots$ Verteilung ohne BE Symmetrisierung

Theoretische Erklärungen können auf verschiedene Arten versucht werden und führen auf einen Wertebereich $\lambda \in [0, 1]$. Der Wert null ist im Grenzfall vollständig kohärenter Quellen erreicht, während $\lambda = 1$ für chaotische Systeme eintritt. Für Hybridsysteme können Zwischenwerte eingenommen werden [129-132].

Neben den durch die Symmetrisierung verursachten Korrelationen treten auch dynamische Korrelationen (Resonanzen) auf. Unter Annahme von Breit - Wigner Verteilungen kann aus den Interferenzeffekten auf die Breiten der auftretenden Resonanzen

geschlossen werden [133-136]. Explizite Modelle mit Regge - Mueller Trajektorien lassen eine Verstärkung der Korrelationen zu. Der Parameter λ kann in diesen Modellen den Wert eins überschreiten [137-139]. Im durch Gleichung (4.4) beschriebenen, hier verwendeten Modell ist der Formparameter weitgehend unabhängig von der Korrelation λ . Wegen des Einflusses der Resonanzen (bzw. Cluster) erwarten die Autoren in diesen Modellen keine Faktorisierung in den Kopylov Variablen (q_t, q_0) und führen für hohe relative Energien zusätzliche Parameter ein. Die Abhängigkeit der Korrelation von der Richtung der Summe der Impulse des Pionpaares bezüglich der Reaktionsachse (Jet - Achse) wurde z.B. untersucht und führte auf widersprechende Resultate [140-143].

In weiteren Arbeiten über BE - Effekte bei hohen Energien wurde auch auf den Einfluss auf die Multiplizitäten hingewiesen [144,145]. Für n Teilchen ($n \sim 20 - 25$) werden Monte Carlo Methoden zur Berechnung der Effekte durch die Symmetrisierung verwendet [146]. In der vorliegenden Arbeit ist dies wegen der kleinen durchschnittlichen Teilchenzahl nicht notwendig. Die Analyse ist auf die Modelle, die durch die Gleichungen (4.4), (4.5) und (4.8) beschrieben werden, beschränkt.

4.2 Methoden zur Bestimmung der Spektren

Bezeichnet

$$W(p_1, p_2) \Big|_{\text{ein}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dN}{dp_1 dp_2} \propto \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 dE_1 d\vec{p}_2 dE_2}$$

den Zwei - Teilchen Wechselwirkungsquerschnitt für ununterscheidbare Bosonen und

$$W(p_i) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dN}{dp_i} \propto \frac{d\sigma}{d\vec{p}_i dE_i}$$

den Einteilchenwechselwirkungsquerschnitt, so lässt sich die Korrelationsfunktion als

$$C(p_1, p_2) = \frac{W(p_1, p_2) \Big|_{\text{ein}}}{W(p_1)W(p_2)}$$

darstellen. Mit

$$W(p_1, p_2) \Big|_{\text{aus}} = W(p_1)W(p_2)$$

als Zweiteilchen - Wechselwirkungsquerschnitt ohne Symmetrisierung folgt

$$C(p_1, p_2) = \frac{W(p_1, p_2) \Big|_{\text{ein}}}{W(p_1, p_2) \Big|_{\text{aus}}}.$$

Die Problematik besteht nun darin, eine Verteilung zu finden, die alle systematischen Effekte der Apparatur und des Phasenraumes enthält, die jedoch aus unkorrelierten Daten stammt. Die Verwendung der Einzelzählraten ist nicht möglich, da die Korrelationsvariablen q, q_t, q_0, Q aus den Impulskoordinaten von zwei Spuren berechnet werden. In der Literatur werden drei Methoden zur Erzeugung einer Verteilung ohne BE - Effekte angeführt, d.h. zur sogenannten Untergrund - Verteilung, gegen die die Bose Einstein Korrelationen gemessen werden sollen.

Methode a : Die am häufigsten verwendete Methode besteht in der Simulation der Untergrund - Verteilung durch Korrelationen ungleich geladener Pion - Paare. Die Vorteile dieser Methode liegen im identischen Phasenraum, sowie bei ladungsunabhängigen Detektoren in der gleichen Unterdrückung der Spektren durch die Akzeptanz. Bei kleiner Impulsdifferenz erzeugen Pionen mit gleicher Ladung allerdings eng aneinander liegende Spuren, die in der Mustererkennung schwer zuzuordnen sind, während ungleichnamige Spuren erkennbar sind. Die resultierende Unterdrückung in der Akzeptanz äussert sich als scharfer Einbruch in den Spektren, die durch Weglassen des Bereiches bei der Modellanpassung leicht korrigiert werden kann. Das gleiche gilt für die verschiedene Coulombwechselwirkung, die für Relativ - Impulse unter 50 MeV/c wichtig ist. Als gravierender Nachteil dieser Methode ist der Einfluss durch das Auftreten breiter Resonanzen (ρ, ω, f) im Spektrum der ungleich geladenen Pionpaare aufzuzählen.

Methode b : Um diese dynamischen Effekte zu vermeiden, verwendeten Deutschmann et al. [147] ein künstlich erzeugtes Untergrund - Spektrum : Für ein gegebenes Ereignis werden die (kleinen) transversalen Komponenten der Impulse zufällig vertauscht. Somit wird die Impulserhaltung garantiert, für die Gesamtenergie entsteht eine Verschmierung des Spektrums. Eine Adaption für Ereignisse mit vier Spuren bei Annihilationsprozessen in Ruhe wird auf folgende Weise erreicht: Aus den sechzehn Permutationen für die vier x-Komponenten (resp. y-Komponenten) werden jene neun, die kein einziges Element invariant lassen, ausgewählt. Durch eine Zufallszahl wird eine der neun Permutationen bestimmt und die Komponenten entsprechend der Permutationsvorschrift vertauscht. Der Ereignisachse bei Deutschmann entspricht die einzige ausgezeichnete Achse, nämlich die Strahlrichtung.

Methode c : Kopylov schlägt in einer Veröffentlichung [124] die Verwendung der Impulse aus verschiedenen Ereignissen vor. Im Fall eines definierten Phasenraumes wird durch diese Methode im neuen Spektrum Impuls- und Energieerhaltung verletzt. Eine Anwendungsmöglichkeit dieser Methode liegt in der Analyse des Wirkungsbereiches bei Experimenten mit schweren Ionen. Die auftretenden Pionquellen (Nukleonen als Streuzentren im Kern) können dabei als unabhängige chaotische Systeme angenommen werden [122].

Neben der Schwierigkeiten zur Erzeugung eines unkorrelierten Spektrums tritt der Einfluss des Phasenraumes und der Resonanzen auch indirekt bei gleichgeladenen Pionpaaren auf. Eine vollständige Simulation durch Monte Carlo Rechnung für beide Verteilungen ist wegen der grossen Anzahl der unbestimmten Grössen (Amplituden, relativen Phasen, Winkelverteilungen) schwer durchführbar. Die Analyse ist auf die Methoden a und b beschränkt und zeigt gleichzeitig systematisch auftretende Effekte auf.

4.3 Beschreibung der verwendeten Datensätze

Durch die Verwendung verschiedener Gase als Annihilationsmedien bei gleicher Detektorakzeptanz wird ein Vergleich des BE Symmetrisierungseffekts möglich. Dieser Vergleich wird im ersten Schritt durch die Analyse der Spektren aus $\bar{p}$ Stop Ereignissen durchgeführt. Als Selektionskriterium für die Güte der Ereignisse wird für jede Spur ein gemessener Energieverlust, für das gesamte Ereignis ein mittlerer Vertex, sowie höchstens eine zusätzliche Spur in der Driftkammer verlangt. Die danach folgende letzte Reduktion erfolgt aus einem physikalischen Grund: Die Struktur der Ereignisse mit hochenergetischen Protonen könnte die zu messenden Parameter verändern. Für diese erste Untersuchung soll jedoch nur der Einfluss der Zuschauer - Nukleonen auf den Annihilationsvorgang aufgezeigt werden. Es werden daher nur rein pionische Ereignisse, die Annihilationen in der Impulsapproximation entsprechen, herangezogen. Das Pion - Kriterium wird analog zum Protonkriterium aus dem gemessenen Energieverlust definiert, und, um Verfälschungen vorzubeugen, für alle Spuren in allen Datensätzen (H_2, D_2, N_2) herangezogen.

Annihilationen mit auftretenden hochenergetischen Protonen sind möglicherweise

Datenumfang	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
p Stop	187 200	52 640	66 700
Protonereignisse	-	80 315	-
4 Spuren	300 810	118 630	12 722
5 Spuren	-	27 660	-
p - Welle	405 495	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	168 232	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	414 389	-	-

Tabelle 4.1: Datensätze für die Intensitäts- Interferenz- Analyse

durch eine verschiedene Dynamik geprägt. Ein Vergleich wird durch die Analyse der Ereignisse mit beobachtetem Proton gewonnen. Bei Verwendung aller Deuterium Daten werden für diesen Vergleich alle Pionpaare, die der vorher erwähnten Bedingung des gemessenen Energieverlusts genügen, analysiert.

Für einen Vergleich mit Literaturwerten werden im zweiten Schritt Ereignisse mit definierter Topologie benutzt. Unter Annahme eines geringen Einflusses der Aufzeichnungsbedingungen werden Ereignisse mit vier Spuren untersucht. Diese Ereignisse erlauben auch eine Verwendung einer künstlich erzeugten Verteilung für unkorrelierte Paare (Kapitel 4.4.4). Für die Deuterium- und Stickstoffspektren werden alle Daten benutzt. Als zusätzliches Kriterium werden vier Spuren mit Gesamtladungssumme Null gefordert. Bei Annihilationen im Deuteriumgas werden in diesem Datensatz Annihilationen an Neutronen unterdrückt. Für eine grobe Abschätzung eines möglichen Unterschieds zu $\bar{p}n$ Prozessen werden Deuteriumereignisse mit fünf gemessenen Spuren und der Gesamtladungssumme -1 verwendet.

Bei einer Atmosphäre und 300 K annihilieren $(50.3 \pm 6.4)\%$ der Antiprotonen im Wasserstoff aus einem Anfangszustand mit Drehimpuls $L=1$. Im Datensatz mit beobachtetem L - Röntgenquant werden ca. $(80 \pm 5)\%$ aller Ereignisse p-Wellen Annihilation zugeordnet, während der restliche Anteil im Röntgenspektrum vom Untergrund aus Bremsstrahlung stammt [104,148]. Die Datensätze mit der natürlichen Mischung und mit angereicherter p - Wellen Annihilation gestatten eine Untersuchung des Einflusses des Anfangszustandes auf die Korrelationsparameter.

Eine explizite Abhängigkeit von der Pionanzahl wird durch die Analyse der Daten aus den Kanälen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^-2\pi^+$, $2\pi^-2\pi^+\pi^0$ untersucht. Die Auswahl der Ereignisse erfolgt mittels Energie- und Gesamtimpuls - Bilanz (analog zu Kapitel 3.3.1). Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die verwendeten Datensätze. Für eine Kontrolluntersuchung steht ein Datensatz $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-$ zur Verfügung. Die Auswahl dieser Ereignisse wird in [72] beschrieben.

4.4 Analyse der Spektren in den Kopylov - Variablen (q_t, q_0)

4.4.1 Korrelationsfunktion

Die Korrelationsfunktion besitzt die Form

$$C(q_t, q_0) = N \left\{ 1 + \lambda \left(\frac{2J_1(q_t R)}{q_t R} \right)^2 \frac{1}{1 + (q_0 \tau)^2} \right\}$$

mit den Variablen

$$q_0 = |E_1 - E_2|$$

$$q_t \dots \text{transversale Komponente von } \vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$$

und den Parametern

$$\left. \begin{array}{ll} \tau & \dots \text{ Lebensdauer} \\ R & \dots \text{ Radius} \\ \lambda & \dots \text{ Kohärenzgrad} \end{array} \right\} \text{ der strahlenden Scheibe}$$

Abbildung 4.2 zeigt die zweidimensionale experimentelle Verteilung mit den eindimensionalen Abschnitten für kleine q_0 (resp. q_t). $\frac{1}{\tau}$ (resp. $\frac{1}{R}$) sind direkt zur Breite des Signals proportional. Der Parameter λ gibt den relativen Anstieg vom Sockel zum Maximum an. Für kleine q_t ($q_t \leq 40$ MeV/c) wird die Unterdrückung durch die vorher erwähnten Zweideutigkeiten bei der Mustererkennung für fast gleiche Pionenspuren sichtbar. In den q_t Spektren mit kleinem q_0 äussert sich dies im ersten Datenpunkt $q_t = 20$ MeV/c. Das dargestellte Spektrum entstammt den Datensatz mit vier geladenen Teilchen bei Annihilationen in Wasserstoff. Als unkorrelierte Verteilung wurde das Spektrum mit ungleich geladenen Pionen verwendet.

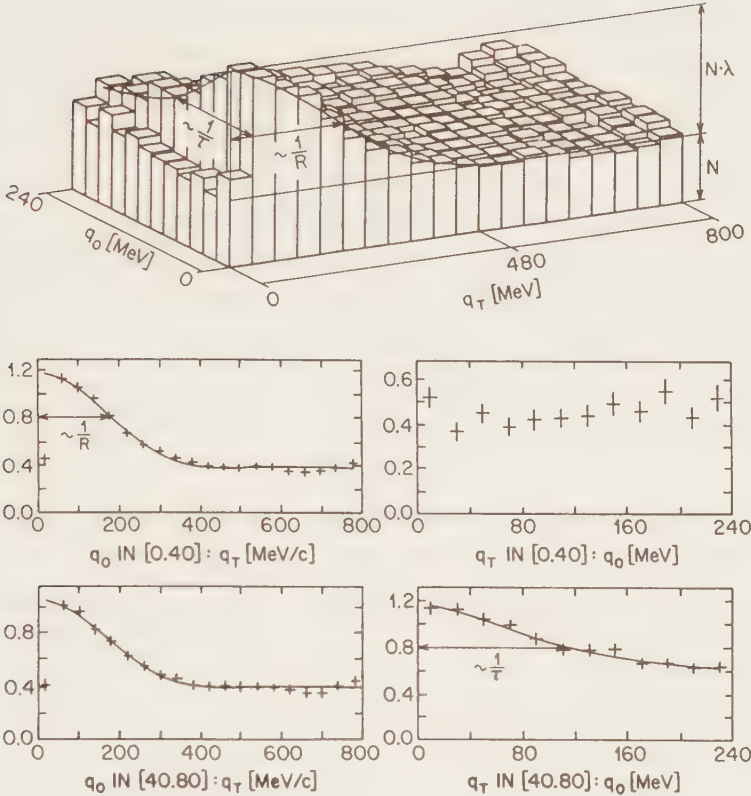


Abbildung 4.2: Experimentelle Korrelationsfunktion in den Kopylov - Variablen (q_t, q_0) .

4.4.2 Bestimmung des Wertebereichs für die Anpassung

Wegen der dynamischen Korrelationen beeinflusst die Wahl des kinematischen Bereichs die Resultate der Anpassung an das Modell. Deutschmann et al. [147] verwendeten in ihrer Veröffentlichung über Korrelationen in $\bar{p}p$ Prozessen den Bereich $(q_t^2, q_0) \in [0.002, 0.2 \text{ GeV}^2/c^2] \otimes [0, 0.2 \text{ GeV}]$. Dies entspricht ungefähr dem verwendeten Bereich $(q_t, q_0) \in [40, 480 \text{ MeV}/c] \otimes [0, 240 \text{ MeV}]$.

Durch einfache Monte Carlo Rechnungen wird der geeignete Bereich für die Anpassung gesucht. Ein gegebenes Phasenraumintegral mit fünf Pionen ($2\pi^+2\pi^-\pi^0$) wird

kohärent mit den komplexen Breit Wigner Amplituden des Vektormesons ρ^0 für alle $\pi^+\pi^-$ Kombinationen überlagert. Dieses akademische Beispiel, in dem keine zusätzlichen komplexen Phasen verwendet wurden, zeigt für $q_0 \in [0, 40 \text{ MeV}]$ einen Einbruch in der Variablen q_t im Bereich $0.7 \text{ GeV}/c$ (Abbildung 4.3 a). Das Spektrum in Abhängigkeit von q_0 ($q_0 \in [0, 500 \text{ MeV}]$, $q_t \leq 40 \text{ MeV}/c$) zeigt für diesen Kanal einen linearen Abfall (Abbildung 4.3 c). Der Vergleich mit der Phasenraumverteilung zeigt, dass der Effekt in q_t durch die ungleich geladenen Pionpaare verursacht wird, während der Abfall in q_0 einer Veränderung der Verteilung gleichgeladener Pionpaare relativ zum Phasenraum entspricht, d.h. kohärente ρ Resonanzen verändern die q_0 Verteilung von scheinbar unabhängigen gleichgeladenen Pionpaaren. Für freie Teilchen kann die BE - Symmetrisierung durch die Korrelationsfunktion als Gewichtungsfaktor auf die entsprechenden Paare berücksichtigt werden [119]. Mit den Bezeichnungen

$$p_j \dots \pi^- \text{ Viererimpuls } j = 1, 2$$

$$p_k \dots \pi^+ \text{ Viererimpuls } k = 3, 4$$

$$p_5 \dots \pi^0 \text{ Viererimpuls}$$

wird die räumliche Korrelation wie folgt in die Monte Carlo Simulation eingebaut:

$$dW = \int_{\text{Phasenraum}} \psi(1, 2) \psi(3, 4) \left| \sum_{\substack{j=1,2 \\ k=3,4}} \frac{1}{m_{jk} - m_\rho - \frac{1}{2}i\Gamma} \right|^2 \prod_{i=1}^5 dp_i$$

$$\psi(k, l) = 1 + \lambda \left\{ \frac{2J_1(q_t(k, l) R)}{q_t(k, l) R} \right\}^2 \frac{1}{1 + [q_0(k, l) \tau]^2}$$

$$\lambda = 1$$

$$R = \frac{1}{m_\pi} = 0.719 * 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$$

$$\tau = \frac{1}{m_\pi} = 0.719 * 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$$

$$(c = \hbar = 1)$$

Abbildung 4.3 b zeigt die so gewonnene Verteilung von q_t für $q_0 \leq 40 \text{ MeV}$. Eine Anpassung im Bereich $q_t \in [40, 480 \text{ MeV}/c]$ führt auf die Parameter $R = (0.62 \pm 0.02) 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ und $\lambda = 1.7 \pm 0.1$ (durchgezogene Linie in 4.3 b). Die Anpassung im gesamten Bereich $q_t \in [40, 800 \text{ MeV}/c]$ ergibt $R = (0.52 \pm 0.05) 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$, $\lambda = 2.48 \pm 0.04$ und zeigt eine wesentliche Verschlechterung bezüglich der vorgegebenen Parameter (gestrichelte Linie in 4.3 b). Die Anpassung an das eindimensionale q_0 Spektrum ($q_t \leq 40$

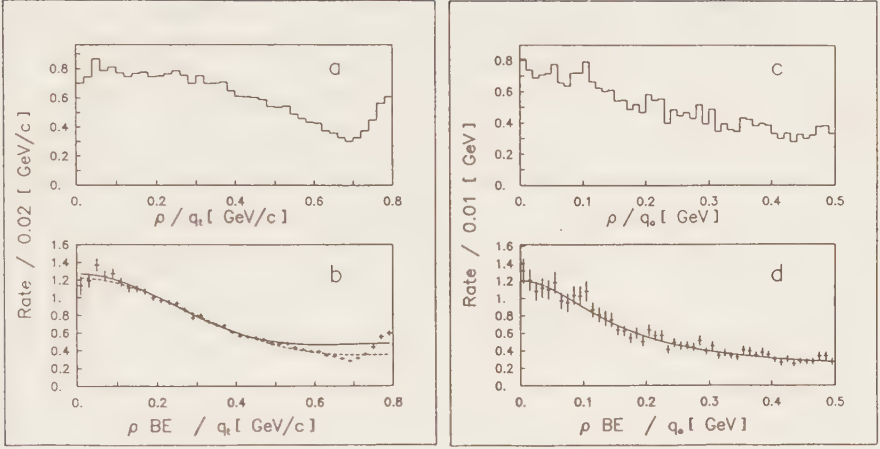


Abbildung 4.3: Bestimmung des Einflusses von ρ^0 Mesonen auf die Korrelationsfunktion $C'(q_t, q_0)$ (siehe Text). a/c ohne Bose - Einstein Symmetrisierung; b/d mit Symmetrisierung.

MeV/c führt auf den vergleichbaren Wert $\tau = (0.65 \pm 0.03) 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$, während der Parameter λ auf $\lambda = 5.7 \pm 0.4$ ansteigt (Abbildung 4.3 d). Bei einer Anpassung im gesamten zweidimensionalen Spektrum $(q_t, q_0) \in [40, 480 \text{ MeV/c}] \otimes [0, 240 \text{ MeV}]$ werden die Eingabeparameter nicht reproduziert. Durch das kontinuierliche Absinken der Variablen q_0 wird der Sockel (Parameter N) auf den durch die ρ Resonanz erzeugten Minimalwert gedrückt. Daraus folgend wird für $\lambda = 3.3 \pm 0.3$ und $R = (0.49 \pm 0.02) 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ berechnet, während $\tau = (0.73 \pm 0.04) 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ mit dem Eingabewert übereinstimmt.

Als Facit dieser Simulation ergibt sich, dass der Wertebereich für die Variablen q_t und q_0 eingeschränkt werden muss, um einigermaßen zuverlässige Werte für R und τ zu erhalten, und dass ferner auch Werte für λ grösser als eins bei dynamischen Korrelationen durch die Wahl der Untergrundverteilung vorgetäuscht werden können. In den realen Daten werden auch andere Resonanzen in Pionen zerfallen und neben den direkt emittierten Pionen beitragen, sodass diese Modellrechnung wohl nur einen extremen Grenzfall präsentiert. Die Grösse des Parameters λ kann mit der Präsenz der ρ Resonanzen in Zusammenhang gebracht werden.

Um den Einfluss der beschränkten Akzeptanz sowie der Unterdrückung niedriger Impulse (Kapitel 2.4) abzuschätzen, wurde das Phasenraumintegral für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ analog zur obigen Rechnung durch den Korrelationsfaktor modifiziert, und dann sowohl mit als auch ohne experimentelle Limiten wieder mit dem Kopylov - Ansatz angepasst. Tabelle 4.2 zeigt die berechneten Werte und die statistischen Fehler aus der Anpassung an die MC - Rechnung auf einem Raster von $11 * 12$ Punkten im Bereich $(q_t, q_0) \in [40, 480 \text{ MeV}/c] \odot [0, 240 \text{ MeV}]$. Diese Rechnung zeigt, dass die Quellendimensionen R, τ innerhalb einer systematischen Abweichung von etwa 5% reproduziert werden, wobei der beschränkte Raumwinkel keine zusätzliche Verzerrung der Parameter bewirkt. Der Parameter λ ist nicht reproduzierbar und wird durch die Akzeptanz leicht erhöht.

MC Reproduktion	$R [10^{-2} \text{ MeV}^{-1}]$	$\tau [10^{-2} \text{ MeV}^{-1}]$	λ
Eingabe	0.719	0.719	1.0
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$ Phasenraum voller Raumwinkel	0.69 ± 0.04	0.71 ± 0.06	0.77 ± 0.04
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$ Phasenraum inklusive Akzeptanz	0.75 ± 0.04	0.75 ± 0.07	0.96 ± 0.06

Tabelle 4.2: Daten zur Monte Carlo Studie über die Reproduzierbarkeit des Symmetrisierungseffektes.

4.4.3 Ergebnisse unter Verwendung ungleich geladener Pionpaare

Die für diese Analyse verwendeten Spektren werden durch Division der Verteilung (q_t, q_0) für Teilchen mit gleicher Ladung (N^L) durch die Verteilung mit ungleicher Ladung (N^U) gewonnen. Der signifikante Bereich bei $q_t \sim 0, q_0 \sim 0$ wird am schwächsten bevölkert, während im Bereich grosser q_t und q_0 die systematischen Abweichungen, wie die Analyse des vorherigen Abschnitts zeigte, am grössten sind, die Anzahl der Ereignisse jedoch gross. Um diesen Effekt auszugleichen, wird zum statistischen Fehler des Quotienten der Zählraten ein absoluter Fehler von 0.03 quadratisch addiert.

R [fm]	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
$\bar{p}$ Stop	1.73 ± 0.05 (1.67 ± 0.05)	1.82 ± 0.09 (1.75 ± 0.09)	1.71 ± 0.10 (1.65 ± 0.08)
Protonereignisse	-	1.61 ± 0.09 (1.64 ± 0.06)	-
4 Spuren	1.84 ± 0.04 (1.82 ± 0.04)	1.72 ± 0.04 (1.68 ± 0.05)	1.75 ± 0.11 (1.75 ± 0.12)
5 Spuren	-	1.41 ± 0.05 (1.45 ± 0.06)	-
4 Spuren p - Welle	1.76 ± 0.03 (1.74 ± 0.03)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	1.75 ± 0.04 (1.70 ± 0.05)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	1.74 ± 0.03 (1.73 ± 0.03)	-	-

Tabelle 4.3: Der Quellenparameter R aus der Anpassung an den Spektren $\frac{N^L}{N^U}$. Die Werte in Klammern entstammen der Anpassung an das (q_t^2, q_0) - Spektrum, die darüberstehenden Zahlen aus dem (q_t, q_0) Spektrum.

Die Anpassung erfolgt im Bereich $(q_t, q_0) \in [0, 240 \text{ MeV}/c] \otimes [0, 240 \text{ MeV}]$ und ergibt die in Tabelle 4.3 angeführten Werte für den Ausdehnungsparameter R der Quelle. In den p Stop Daten sowie in den Datensätzen mit vier beobachteten Spuren ist kein Einfluss des Annihilationsmaterials festzustellen. Abbildung 4.4 (oben) vergleicht das Spektrum der rein pionischen Ereignisse in Deuterium mit dem Spektrum aus Ereignissen mit mindestens einem hochenergetischen (detektierten) Protonkandidaten. Die Verteilung ist mittels

$$\widetilde{N} = \left\{ \frac{\frac{N^L}{N^U}}{N} - 1 \right\} / \left\{ \lambda \frac{1}{1 + (q_0 \tau)^2} \right\} + 1$$

$$\begin{aligned} \frac{N^L}{N^U} & \dots \text{Originalspektrum} \\ N, \lambda, \tau & \text{aus der Anpassung} \\ q_0 & = 20 \text{ MeV (Intervall [0,40 MeV])} \end{aligned}$$

standardisiert. In beiden Spektren ist der Einbruch bei $q_t \sim 700 \text{ MeV}/c$ durch ρ Resonanzen zu erkennen. Die eingezeichneten Kurven

$$C(q_t) = 1 + \left(\frac{2J_1(q_t R)}{q_t R} \right)^2$$

R aus der Anpassung

entsprechen der Gesamtanpassung im ausgewählten Bereich. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung an die $\bar{p}$ Stop - D_2 Daten.

Ein signifikanter Unterschied des Parameters R scheint in den Deuteriumspektren mit vier resp. fünf detektierten Spuren gegeben zu sein. Abbildung 4.4 (unten) zeigt aber, dass im zweiten Fall der Einfluss von ρ Resonanzen diese scheinbare Differenz erzeugt. Der Sockel des Spektrums (Parameter N) ist mit einer statistischen Korrelation $\rho = 0.85$ mit dem Anpassungsparameter R im Spektrum mit fünf Spuren verknüpft und erscheint in der Abbildung nicht eindeutig definiert. Ein Anheben des Parameters N kann auf die gleiche Breite und somit auf den gleichen Parameter R führen.

Die Vergleich der exklusiven Kanäle in den Wasserstoffdaten sowie des Datensatzes mit p - Wellenannihilationen zeigt keinen Einfluss auf den Parameter R.

Pionkorrelationen in Abhängigkeit von (q_t, q_0) wurden bei π^+p [147,149,150], π^-p [150,151,152], K^+p [149,153], K^-p [147], pp [154-157], $\bar{p}p$ [13,147,155,156,157], $\bar{p}n$ [89] und e^+e^- [158] bei verschiedenen Energien gemessen. Als Vergleich bietet sich die Analyse von $\bar{p}p$ - Annihilationen in Ruhe von Deutschmann et al. [147] an. Diese Autoren finden bei einer Topologie von vier Teilchenspuren und bei Anpassung in einem Gitter von $25 * 4$ Punkten in $(q_t^2, q_0) \in [0.002, 0.2 \text{ GeV}^2/c^2] \otimes [0, 0.2 \text{ GeV}]$ einen Radius $R = (1.88 \pm 0.06) \text{ fm}$. Bei fast identischem Bereich $[0.002, 0.202 \text{ GeV}^2/c^2] \otimes [0, 0.2 \text{ GeV}]$ und gleicher Anzahl Datenpunkte ergibt unsere Analyse die in Tabelle 4.3 in Klammern angegebenen Werte für den Parameter R. Die Resultate unterscheiden sich nicht wesentlich von den vorher diskutierten, und für vier geladene Teilchenspuren ($\bar{p}p$) ergibt sich $R = (1.83 \pm 0.04_{\text{Stat}}) \text{ fm}$ in guter Übereinstimmung mit Deutschmann et al.

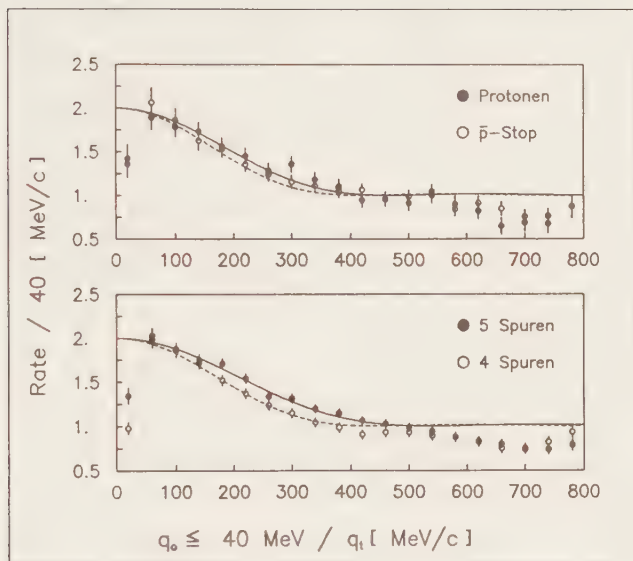


Abbildung 4.4: Vergleich der standardisierten Deuteriumspektren.

Beim Kohärenzgrad λ unterscheidet sich unser Wert $\lambda = 1.81 \pm 0.07_{\text{Stat}}$ vom in der erwähnten Veröffentlichung angegebenen Wert 1.20 ± 0.08 . Tabelle 4.4 zeigt Resultate für λ , die denjenigen von Tabelle 4.3 für R entsprechen. Eine Tendenz zu Werten von λ grösser als eins, also grösser als für eine chaotische Pionquelle zu erwarten ist, tritt in allen Datensätzen auf. Zur Überprüfung eines möglichen Akzeptanzeffektes im Öffnungswinkel zweier Spuren wurden deshalb in einer getrennten Analyse nur jene Pion-Paare berücksichtigt, deren Zerfallsebene die Kammer Q3 vollständig durchsetzt. Dieser Test zeigt nur ein leichtes Ansteigen des Parameters λ innerhalb der Messfehler, was die Messmethode als Ursache der Abweichung unwahrscheinlich erscheinen lässt. Durch Analyse eines Datensatzes mit reiner p - Wellen Absorption lässt sich abschätzen, inwieweit der Kohärenzparameter vom s - Wellenanteil abhängt. Wenn aus den Resultaten $\lambda = 2.34 \pm 0.06$ für 80 % p - Welle und $\lambda = 1.81 \pm 0.07$ für etwa 50 % s und 50 % p - Wellenanteil auf die Blaskammer - Situation extrapoliert wird, ergibt sich $\lambda \cong 1.1$ in Übereinstimmung mit Deutschmann et al. . Die Erklärung für die Abhängigkeit vom Anfangszustand findet sich zum mindesten qualitativ in der unterschiedlichen Stärke

λ	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
$\bar{p}$ Stop	1.33 ± 0.06 (1.53 ± 0.07)	1.20 ± 0.10 (1.21 ± 0.10)	1.08 ± 0.10 (1.02 ± 0.08)
Protonereignisse	-	0.76 ± 0.05 (0.76 ± 0.05)	-
4 Spuren	1.71 ± 0.05 (1.81 ± 0.07)	1.35 ± 0.05 (1.43 ± 0.06)	1.03 ± 0.12 (1.08 ± 0.11)
5 Spuren	-	1.39 ± 0.06 (1.08 ± 0.11)	-
4 Spuren p - Welle	2.34 ± 0.06 (2.44 ± 0.07)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	1.97 ± 0.11 (2.10 ± 0.12)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	2.40 ± 0.06 (2.47 ± 0.07)	-	-

Tabelle 4.4: Der Kohärenzgrad λ aus der Anpassung an den Spektren $\frac{NL}{NUT}$. Die Werte in Klammern entstammen der Anpassung an das (q_t^2, q_0) - Spektrum, die darüberstehenden Zahlen aus dem (q_t, q_0) Spektrum.

der Annihilation in ρ - Mesonen, die die "unkorrelierte" $\pi^+ \pi^-$ - Verteilung beeinflussen. Dies zeigt sich z.B. in Abbildung 4.5, in der Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von q_t^2 für $q_0 \leq 50$ MeV für Wasserstoffdaten mit vier Spuren (s- und p- Welle) und p- Welle allein, und mit den Stickstoff - Daten verglichen werden (für grosse Werte von q_t^2 relativ zueinander normiert). Die zusätzlichen Teilchen verwischen die dynamischen Korrelationen. Ähnliches zeigt sich, wenn man für die Analyse der Deuteriumdaten (Stickstoffdaten) mit vier Spuren die ungleich geladenen Pionpaare aus den Wasserstoffdaten (vier Spuren) als unkorrelierte Verteilung verwendet, denn bei annähernd gleichem τ und R wächst λ von 1.35 ± 0.05 (1.03 ± 0.12) auf $\lambda = 2.31 \pm 0.05$ ($\lambda = 2.62 \pm 0.06$).

Die Untersuchung des Spektrums in Abhängigkeit der Variablen q_0 für den Kanal $pp \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ zeigt nach dem erwarteten Absinken für kleine q_0 ab 300 MeV wieder einen Anstieg (Abb. 4.6 links oben). Die dargestellte Verteilung ist mittels

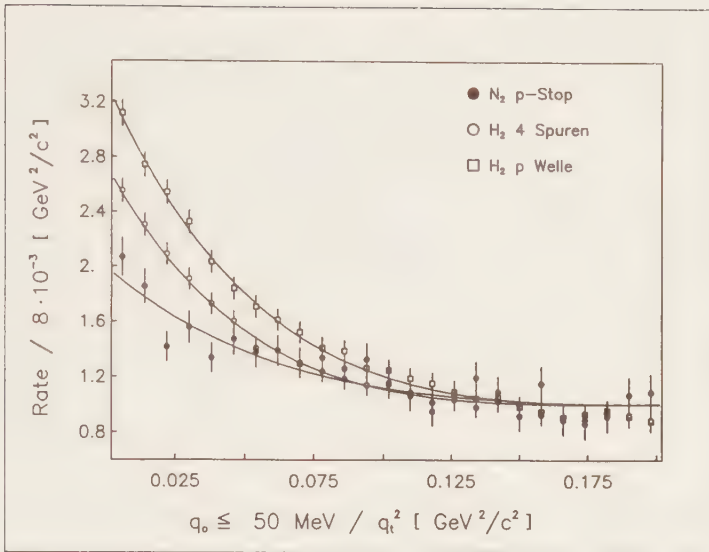


Abbildung 4.5: Vergleich des Kohärenzgrades für Wasserstoffdaten mit vier Spuren und Stickstoffdaten.

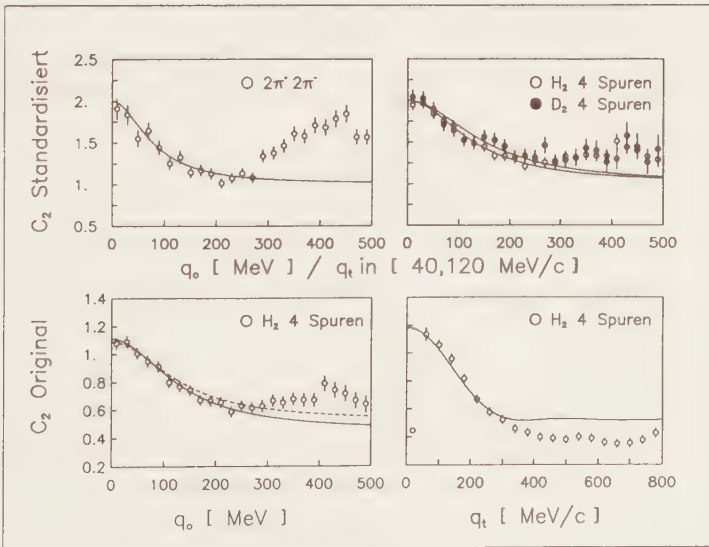


Abbildung 4.6: Der Korrelationseffekt in der Variablen q_0 . Für eine Beschreibung der einzelnen Kurven siehe Text.

$c\tau$ [fm]	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
$\bar{p}$ Stop	1.10 ± 0.08 (1.11 ± 0.09)	1.27 ± 0.16 (1.26 ± 0.17)	1.40 ± 0.19 (1.26 ± 0.18)
Protonereignisse	-	1.03 ± 0.12 (1.05 ± 0.14)	-
4 Spuren	1.52 ± 0.06 (1.51 ± 0.08)	1.30 ± 0.08 (1.26 ± 0.10)	1.38 ± 0.23 (1.08 ± 0.21)
5 Spuren	-	1.01 ± 0.07 (1.11 ± 0.08)	-
4 Spuren p - Welle	1.62 ± 0.05 (1.60 ± 0.07)	-	-
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	2.51 ± 0.17 (2.11 ± 0.14)	-	-
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$	1.62 ± 0.05 (1.61 ± 0.06)	-	-

Tabelle 4.5: Der Lebensdauer $c\tau$ aus der Anpassung an den Spektren $\frac{N^L}{N^U}$. Die Werte in Klammern entstammen der Anpassung an das (q_t^2, q_0) - Spektrum, die darüberstehenden Zahlen aus dem (q_t, q_0) Spektrum.

$$\tilde{N} = \left\{ \frac{\frac{N^L}{N^U}}{N} - 1 \right\} / \left\{ \lambda \left[\frac{J_1(q_t R)}{q_t R} \right]^2 \right\} + 1$$

auf die Modellfunktion

$$C(q_0) = 1 + \frac{1}{1 + (q_0 \tau)^2}$$

standardisiert (Parameter aus der Anpassung). Eine Monte Carlo Rechnung für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ mit der gleichen Behandlung des BE - Effekts wie im vorhergegangenen Kapitel kann diesen Anstieg nicht reproduzieren. Allein durch Phasenraum und unkorrelierte ρ Resonanzen kann dieser Effekt nicht erzeugt werden. Es ist möglich, dass in den vernachlässigten Spin - Effekten, also z.B in einer anisotropen Winkelverteilung der Zerfallspionen die Ursache liegt. Wird der Bereich der Anpassung auf 240 MeV (resp. 200 MeV bei q_t^2, q_0) beschränkt, ergeben sich die in Tabelle 4.5

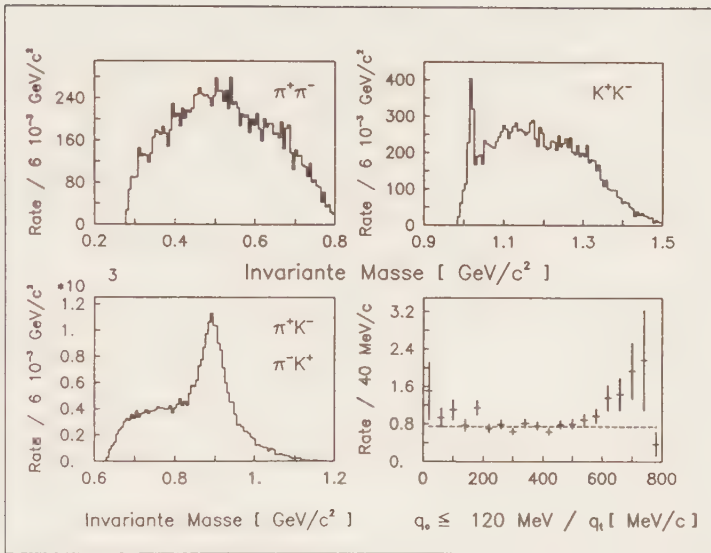


Abbildung 4.7: Spektren der Kontrolluntersuchung des Kanals $pp \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-$. In der Abbildung rechts unten wird das Verhältnis gleichgeladener πK Paare zu ungleichgeladenen mit einer konstanten Funktion verglichen.

zusammengestellten Werte für den Parameter τ . Die Voraussetzung $c\tau \gg R$ für die Ableitung des theoretischen Modells [124,125] ist offensichtlich nicht erfüllt. Die Wahl der Datenpunkte von Deutschmann et al. gibt der q_0 Abhängigkeit nur wenig Gewicht (vier Punkte). In allen Spektren liegen die Punkte des Bereichs ausserhalb der Anpassung ($q_0 \geq 250 \text{ MeV}$) über der angepassten Modellverteilung. Die q_0 Verteilungen fallen also weniger stark ab als die Verteilungen in q_t . Abbildung 4.6 (rechts oben) vergleicht die standardisierten Verteilungen des Wasserstoffdatensatzes mit vier Spuren mit dem entsprechenden Deuteriumdatensatz. In Abbildung 4.6 (links unten) ist die Originalverteilung des gleichen Wasserstoffdatensatzes dargestellt. Die gestrichelte Linie entspricht einer Anpassung von $(q_t, q_0) \in [40, 480 \text{ MeV/c}] \otimes [0, 480 \text{ MeV}]$ (also des doppelten Bereichs in q_0) und führt auf die Parameter $R = (2.05 \pm 0.05) \text{ fm}$, $\lambda = 1.32 \pm 0.06$ und $c\tau = (1.50 \pm 0.10) \text{ fm}$. In Abbildung 4.6 (rechts unten) ist die entsprechende Kurve im q_t Spektrum für den Abschnitt $q_0 \leq 40 \text{ MeV}$ eingetragen. Wegen der starken Abhängigkeit

des Parameters τ von der Auswahl des Anpassungsbereiches scheint eine Folgerung auf einen signifikanten Unterschied zwischen den einzelnen Datensätzen nicht zwingend.

Eine weitere Kontrolle der Symmetrisierungseffekte erlaubt die Untersuchung von 14 698 $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-$ Ereignissen. In diesem Kanal treten die Resonanzen $\phi(K^+K^-)$ und $K^*(K^\pm\pi^\mp)$ auf (Abbildung 4.7). Da Kaonen und Pionen verschiedene Impulsverteilungen besitzen, werden nur (πK) Paare verglichen. Das Verhältnis

$$\frac{N(\pi^+K^+) + N(\pi^-K^-)}{N(\pi^+K^-) + N(\pi^-K^+)}$$

(wegen der geringen Statistik ist der Energiebereich auf $q_0 \leq 120$ MeV erweitert worden) zeigt wie erwartet keine Korrelation, auch keine apparative.

4.4.4 Ergebnisse unter Verwendung einer künstlich erzeugten Referenzverteilung

Die in Kapitel 4.2 angeführte Methode, durch zufälliges Vertauschen gewisser Impuls - Komponenten eine Referenzverteilung ohne dynamische Effekte zu gewinnen, wird zunächst auf eine Phasenraumverteilung angewandt. Die Verteilung der Differenz der Transversal - Impulse und der Energie nach dem Vertauschen, wird in Abbildung 4.8 mit der ursprünglichen Verteilung verglichen. Eine Division der beiden Spektren erzeugt eine Pseudokorrelation (Abbildung 4.8 c) im Impuls mit den Parametern $R = (0.10 \pm 0.04)$ fm , $\lambda = 0.65 \pm 0.02$. Die Energie - Differenz ist frei von dieser künstlichen, durch die Methode erzeugten Korrelation, zum mindestens für $q_0 \leq 400$ MeV.

Obwohl diese Methode nicht sehr geeignet erscheint, ist sie hier um einen Vergleich mit Deutschmann et al. zu ermöglichen, auch im entsprechenden Bereich $(q_t^2, q_0) \in [0.002, 0.202 \text{ GeV}^2/c^2] \otimes [0, 0.2 \text{ GeV}]$ angewendet worden, in Tabelle 4.6 sind die Parameter für die Fits an diese Verteilungen zusammengestellt. Zu dieser Tabelle müssen einige zusätzliche Bemerkungen angebracht werden:

(i) Die Anpassungen der Modellkurven führt in allen Fällen auf schlechte Werte vom χ^2 (ausgenommen die N_2 Daten wegen ihrer grösseren statistischen Fehler). Vor allem im Abschnitt ($150 \leq q_0 \leq 250$ MeV) liegen die Datenpunkte systematisch oberhalb der Kurven. Wie in der vorhergegangenen Analyse fallen die Spektren bezüglich q_t weiter ab als in q_0 . Ferner nimmt die Reichweite der Korrelation zu, die Werte für R und τ

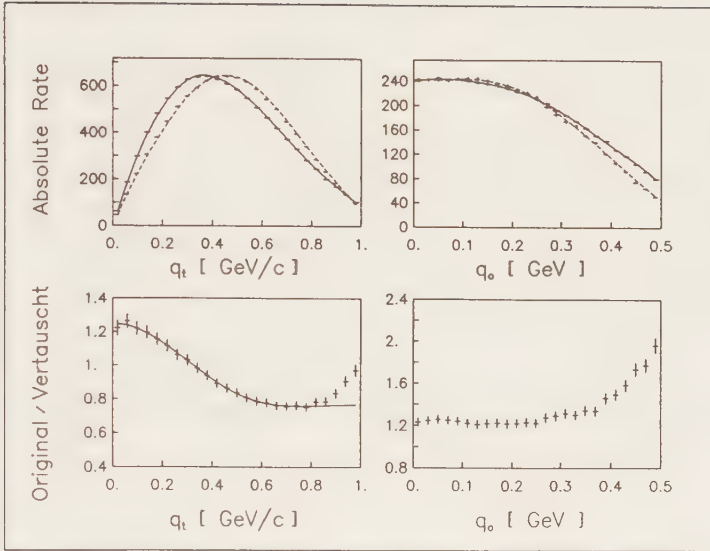


Abbildung 4.8: Monte Carlo Test für das Vertauschen von Impulskomponenten. Die durchgezogene Linie der q_t - Differenzen für $q_0 \leq 40$ MeV (links oben) entspricht der ursprünglichen Verteilung und die verschobene gestrichelte Linie der neu erzeugten Verteilung mit den vertauschten Komponenten.

sinken. Der Anpassungsbereich erstreckt sich nicht in das Gebiet, wo keine Korrelation mehr auftritt. Der Parameter N ist daher nicht gut bestimmbar, und die Resultate für die Parameter sind teilweise stark korreliert.

(ii) Bei dieser Methode sollten sich mit gleich geladenen (N_{LR}) und ungleich geladenen Pionen (N_{UR}) mit jeweils vertauschten Impulskomponenten übereinstimmende Resultate ergeben. Die Entscheidung über die Ladung einer Spur mit vertauschten Komponenten wird dabei durch die verbleibende z Komponente getroffen. Dies ist nur für den Parameter R der Fall. Das Absinken von 1.8 fm auf 1.4 fm, das auch Deutschmann et al. finden, wird bestätigt, erscheint aber durch die in der Monte Carlo Rechnung auftretende Pseudokorrelation ($R \sim 1$ fm) verursacht.

(iii) Für $q_0 > 50$ MeV liegen die ersten Datenpunkte (kleine q_t^2) in allen q_t^2 Spek-

4 Spuren		s-Welle [147]	50% p-Welle	80% p-Welle	Deuterium
Parameter R [fm]	N_L/N_{LR}	1.45 ± 0.12	1.24 ± 0.06	1.31 ± 0.04	1.23 ± 0.08
	N_L/N_{UR}	1.44 ± 0.09	1.41 ± 0.05	1.40 ± 0.04	1.34 ± 0.06
	N_L/N_R	—	1.35 ± 0.02	1.37 ± 0.02	1.23 ± 0.04
Parameter λ	N_L/N_{LR}	0.64 ± 0.06	0.85 ± 0.04	1.37 ± 0.05	0.85 ± 0.06
	N_L/N_{UR}	0.63 ± 0.05	1.30 ± 0.06	2.14 ± 0.08	1.29 ± 0.07
	N_L/N_R	—	1.14 ± 0.03	1.86 ± 0.03	1.16 ± 0.04
Parameter $c\tau$ [fm]	N_L/N_{LR}	1.39 ± 0.26	0.78 ± 0.08	0.80 ± 0.05	0.84 ± 0.12
	N_L/N_{UR}	1.27 ± 0.20	1.03 ± 0.11	1.03 ± 0.05	0.95 ± 0.10
	N_L/N_R	—	0.93 ± 0.04	0.93 ± 0.02	0.89 ± 0.06

Tabelle 4.6: Parameter aus der Anpassung unter Verwendung einer künstlich erzeugten Referenzverteilung.

tren unterhalb der angepassten Verteilung. Der Reduktion des Effektes (kleinere λ) entspricht einer Verbreiterung und daher einer Verkleinerung der Skalierungsparameter R, τ . Eine Verschiebung nach rechts der Referenzverteilung (siehe Monte Carlo Spektren) bewirkt eine derartige Reduktion und die entstehenden kleineren Werte für λ sind daher dem Verfahren gemäss willkürlich erzeugt.

(iv) Bei der Anpassung an die Stickstoffdaten ergeben sich neben grossen Fehlern (in der Grössenordnung der Parameter) extrem starke Korrelationen zwischen den Parametern. Es konnten daher keine signifikanten Werte bestimmt werden.

Zusammenfassend muss geschlossen werden, dass die Methode, unkorrelierte Verteilungen durch Vertauschen von Impulskomponenten zu erzeugen, bei Prozessen in Ruhe ungeeignet erscheint. Effekte, die durch dynamische Korrelationen direkt in gleich geladenen Pionpaare einwirken (q_0 Abhängigkeit), können nicht korrigiert werden, und für die Referenzverteilungen werden zusätzliche Pseudokorrelationen erzeugt. Im Vergleich der Wasserstoff- und Deuteriumdaten konnte kein signifikanter Unterschied in R und τ festgestellt werden. Unter Berücksichtigung der Tendenz des Parameters λ in den Wasserstoffdaten bezüglich des p - Wellenanteils können die Literaturwerte für R und λ zwar reproduziert werden, eine Interpretation erscheint jedoch fragwürdig.

4.5 Analyse der Viererimpulsdifferenz - Spektren

4.5.1 Korrelationsfunktion

Schon in der ersten Arbeit von S. Goldhaber, G. Goldhaber, Lee und Pais, in der der Einfluss von Boson - Statistik auf die kinematischen Verteilungen der bei Antiproton - Annihilation produzierten Mesonen diskutiert wird, wird als Variable die relativistisch invariante Grösse $Q^2 = -(P_1 - P_2)^2$ und eine besonders einfache Parametrisierung der Korrelationsfunktion $C(Q) = 1 + e^{-r^2 Q^2}$ verwendet. Die Grösse r misst die mittlere räumliche und zeitliche Ausdehnung der Quelle, oder anders ausgedrückt, das Quellenvolumen im Ruhesystem des Boson - Paares. Bei der Analyse von Bose - Einstein Korrelationen in e^+e^- - Annihilation in hadronische Jets wird diese Parametrisierung bevorzugt [158,159], und Aihara et al. [158] präsentierten Argumente dafür, dass die Parametrisierung der Korrelationsfunktion mit zwei untereinander verknüpften Variablen q_t und q_0 , bzw. q und q_0 und unabhängigen Parametern nicht sinnvoll ist; z.B. sollte für die Hadronisierung nicht eine Lebensdauer im Laborsystem sondern im Ruhesystem des Teilchens charakteristisch sein. Auch wenn die Pionen mehrheitlich aus resonanten Zwischenzuständen stammen, ist die Annahme einer auf einer Kugeloberfläche verteilten chaotischen Pionquelle mit einheitlicher Lebensdauer τ nicht notwendigerweise korrekt, wie z.B. Grassberger [137] belegt. Um den Kohärenzgrad erweitert werden also die Daten mit der folgenden Funktion angepasst:

$$C(Q^2) = A \left(1 + \lambda e^{-bQ^2} \right) \quad (4.9)$$

Experimentell erweist sich diese Form als der Kopylov Parametrisierung gleichwertig, bietet jedoch den Vorteil, dass wegen der Relation

$$Q^2 = m_{12}^2 - 4m_\pi^2,$$

wobei m_{12} die invariante Masse des Pion - Paares ist, der besonders stark durch die ρ - Resonanz beeinflusste Teil der Korrelation isoliert werden kann. Da sich die Kopylov - Podgoretskii Parametrisierung (4.8) kaum von einer exponentiellen Form $1 + e^{-bq_t^2 - dq_0^2}$ unterscheidet, solange $b = \frac{R^2}{4}$ und $d = \ln 2 \tau^2$ gesetzt wird, lässt sich die folgende Beziehung zwischen den Parametern der Lorentz - invarianten Form und den Kopylov

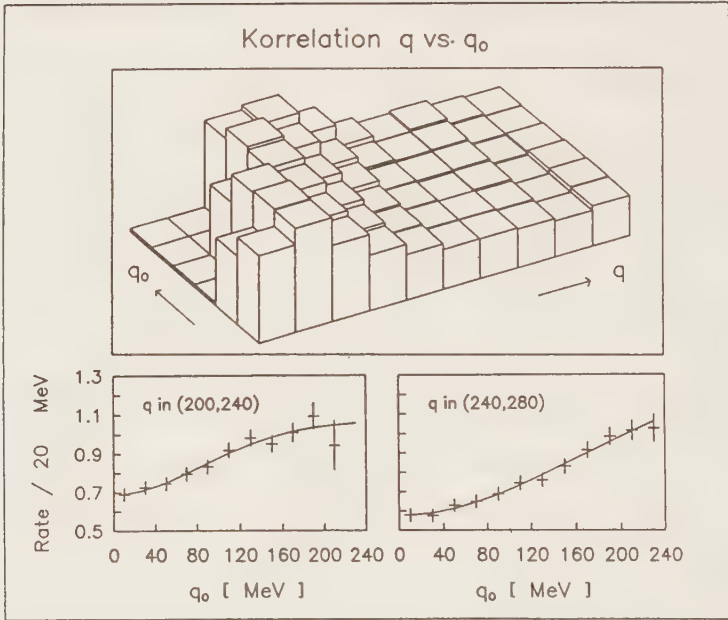


Abbildung 4.9: Experimentelle Korrelationsfunktion in den Variablen (q, q_0) für Annihilationen in Wasserstoff in vier Spuren.

- Podgoretskii Grössen ableiten:

$$-bQ^2 = b(q_0^2 - q^2) = -bq_t^2 - b(q_L^2 - q_0^2) = -bq_t^2 - b\frac{q_0^2}{\beta^2\gamma^2}$$

$$\beta = \frac{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}{E_1 + E_2} = \text{Geschwindigkeit des Schwerpunktsystem des Paares im Labor}$$

$$R = 2\sqrt{b}, \tau = \frac{\sqrt{b}}{\sqrt{\ln 2}} < \frac{1}{\beta\gamma}$$

In e^+e^- Experimenten ist die mittlere Geschwindigkeit der Pion - Paare gross und die Abhängigkeit der Korrelation von q_0 (und τ) daher schwach. In unserem Experiment gilt $\beta < 0.8$, und damit wird die Korrelationsfunktion abhängig von q_0 und τ , bzw. würden mit der Lorentz - invarianten Parametrisierung die Lebensdauer abhängig von kinematischen Grössen.

Von der räumlich und zeitlich normal verteilten Quelle, die zu einer Korrelationsfunktion (4.5) führt, unterscheidet sich (4.9) im Vorzeichen des q_0^2 - Terms. Experimentell ergibt sich bei Verwendung ungleich geladener Pionen als unkorrelierte Verteilung

für Annihilation im Wasserstoff mit vier beobachteten Spuren das in Abbildung 4.9 dargestellte zweidimensionale (q, q_0) Spektrum. Deutlich sichtbar ist das Absinken des Spektrums von der Hauptdiagonalen. Die Darstellung bezüglich q_0 für gegebene q - Intervalle zeigt einen Anstieg in q_0 . Im Vergleich der beiden Modelle (4.9), (4.5) wird daher die Lorentz - invarianten Form bevorzugt.

4.5.2 Bestimmung des Wertebereichs für die Anpassung und Abschätzungen durch Monte Carlo Rechnung

Die Auswahl des signifikanten Bereiches versucht den Einfluss durch ρ Resonanzen zu minimieren. Aus der Ruhemasse $m_\rho = 770 \text{ MeV}/c^2$ resultiert die Lage $Q_\rho = 0.516 \text{ GeV}^2$ der Resonanz im Spektrum der ungleich geladenen Pionpaare. Der erste Datenpunkt ($0 \leq Q^2 \leq 0.005 \text{ GeV}^2$) ist wegen der Zweideutigkeiten in der Spurerkennung für gleich geladene Pionen unterdrückt und wird für die Analyse ausgeschlossen. 69 Datenpunkte im Intervall $Q^2 \in [0.005, 0.35 \text{ GeV}^2]$ werden für die Bestimmung der Parameter N, λ, b durch die Anpassung verwendet.

Der Einfluss der reduzierten Akzeptanz im Raumwinkel wird durch eine einfache Monte Carlo Rechnung abgeschätzt (siehe Kapitel 4.4.2). Die Gewichte des Phasenraumes der Kanäle

$$\begin{aligned}\bar{p}p &\longrightarrow 2\pi^-2\pi^+ \\ \bar{p}p &\longrightarrow 2\pi^-2\pi^+\pi^0\end{aligned}$$

werden mit der Korrelationsfunktion für identische Pionen multipliziert und somit der Ausdruck

$$dW = \int \psi(1, 2) \psi(3, 4) d\text{Phasenraum}$$

$$\psi(k, l) = 1 + \lambda e^{-b Q^2(i, j)}$$

$$\lambda = 1$$

$$b = 17.154 \text{ GeV}^{-2}$$

berechnet. Tabelle 4.7 zeigt die gut reproduzierten Eingabedaten und daher den geringen Einfluss der Akzeptanz sowie des Phasenraumes.

Reproduktion MC - Eingabe	Kanal $2\pi^+2\pi^-$		Kanal $2\pi^+2\pi^-\pi^0$	
	λ	b [GeV ⁻²]	λ	b [GeV ⁻²]
Eingabe	1	17.154	1	17.154
Phasenraum	1.02±0.02	17.1±0.3	0.91±0.02	17.2±0.5
Akzeptanz	1.03±0.03	16.1±0.7	1.07±0.02	16.5±0.4
ρ Resonanzen	3.23±0.04	8.9±0.2	1.80±0.02	11.7±0.3

Tabelle 4.7: Reproduktion vom Parametern des Viererimpulsdifferenz - Modells durch Monte Carlo Rechnung.

Zum Verständnis des Einflusses durch ρ Resonanzen werden wieder Extremfälle betrachtet. Die Verteilungen (ρ)

$$dW = \int \left| \sum_{j=1,2} \sum_{k=3,4} \frac{1}{m_{jk} - m_\rho - \frac{1}{2}i\Gamma_\rho} \right|^2 d\text{Phasenraum}(2\pi^+2\pi^-)$$

Teilchen 1,2 ... π^+
Teilchen 3,4 ... π^-
Kombinationen für ρ^0 : (1,3), (1,4), (2,3), (2,4)

und

$$dW = \int \left| \sum_{j=1,2} \sum_{k=3,4} \frac{1}{m_{jk} - m_\rho - \frac{1}{2}i\Gamma_\rho} + \sum_{l=1,4} \frac{1}{m_{l5} - m_\rho - \frac{1}{2}i\Gamma_\rho} \right|^2 d\text{Phasenraum}(2\pi^+2\pi^-\pi^0)$$

Teilchen 1,2 ... π^+
Teilchen 3,4 ... π^-
Teilchen 5 ... π^0
Kombinationen für ρ^0 : (1,3), (1,4), (2,3), (2,4)
Kombinationen für $\rho^\pm$: (1,5), (2,5), (3,5), (4,5)

für gleich geladene und ungleich geladene Pionenpaare werden in Abbildung 4.10 (oben) mit der Phasenraumverteilung verglichen. Die Verteilung gleichnamiger Pionen wird zwar kaum beeinflusst, jedoch zeigt sich bei Division der Spektren ($(N^{++} + N^{--}), N^{+-}$) auch bei kleinem Q^2 , eine allerdings linear abfallende Modifikation des erwarteten Verhaltens. Durch das Auftreten von ρ Resonanzen in der Untergrundverteilung wird daher wieder ein Ansteigen des Parameters λ erwartet.

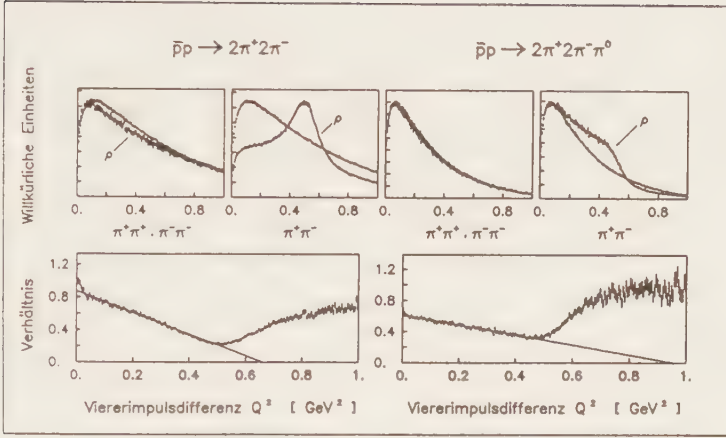


Abbildung 4.10: Abschätzung des Einflusses der ρ Mesonen auf die Viererimpulsdifferenz - Verteilungen durch Monte Carlo Rechnung.

Wenn die symmetrisierte Korrelationsfunktion für diesen Fall mit der Standard - Form angepasst wird, lassen sich die Eingabedaten nicht reproduzieren. Dies trifft auch zu, wenn die Interferenzterme in der Summe der Amplituden vernachlässigt werden, also eine inkohärente Rechnung durchgeführt wird. Jedoch zeigen die eigentlichen Daten, dass der Beitrag der ρ - Resonanzen kleiner ist, als in diesem Modell angenommen wurde. Die Verfälschung der Parameter λ und b durch die Untergrundverteilung ist (speziell für kleine Q^2) kleiner als die in Tabelle 4.7 angegebene Werte vermuten lassen; vollständig ausschliessen lässt sich allerdings ein systematischer Fehler nicht. Dies spiegeln auch die Werte von $\lambda \geq 1$ wieder, die unsere Analyse liefert (Tabelle 4.9). Eine vollständig befriedigende Analyse der Korrelationsfunktion liegt, wie diese Monte Carlo Untersuchung zeigt, daher nicht vor. Für den Vergleich der einzelnen Datensätze untereinander und, mit Vorbehalten mit denen der e^+e^- Experimente können aber erste Schlüsse gezogen werden.

4.5.3 Ergebnisse

Die Verteilungen der Datensätze mit vier Teilchenspuren sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Im Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ wird durch die Anpassung ein $\chi^2 = 169$ bei 66 Freiheitsgraden berechnet. In allen anderen Fällen gelingt die Anpassung.

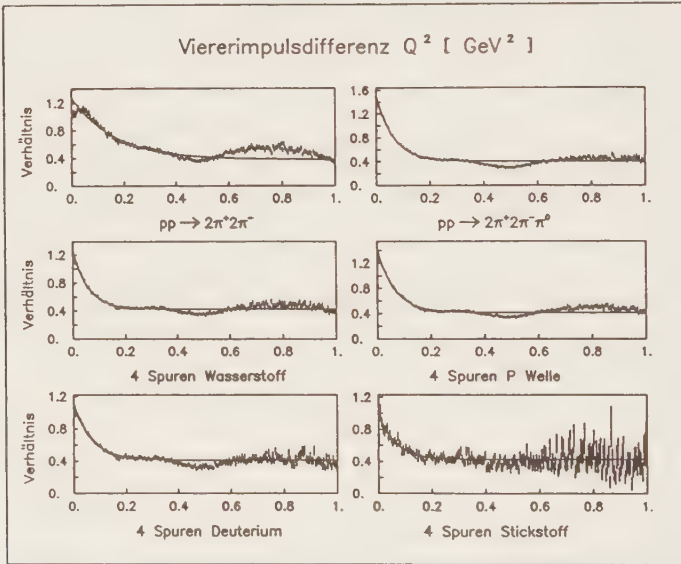


Abbildung 4.11: Die Viererimpulsdifferenz - Spektren für Datensätze mit vier Teilchenspuren.

Die in der Tabelle 4.8 angeführten berechneten Parameter $\sqrt{s}$ zeigen keinen wesentlichen Einfluss des Annihilationsmaterials. Signifikante Abweichungen werden in den Datensätzen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$, $pd \rightarrow 2\pi^+3\pi^-n\pi^0p$, $n = 0, 1$, festgestellt. Die Verteilung des Kanals $2\pi^-2\pi^+$ zeigt eine Tendenz zu der starken Verzerrung aus der Monte Carlo Rechnung. Im Bereich $Q^2 \in [0,2, 0,35 \text{ GeV}^2]$ sinken die Datenpunkte mit zunehmenden Q^2 leicht ab. Mit Ausnahme des Deuteriumspektrums mit fünf geladenen Teilchenspuren wird in allen anderen Datensätzen ein konstanter Verlauf in diesen Bereich beobachtet. Dies lässt den Schluss auf einen geringen direkten Einfluss der ρ Resonanzen in diesen Datensätzen zu. Die Verzerrung im Deuteriumdatensatz mit fünf Spuren findet ihre Erklärung darin, dass der Kanal $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+3\pi^-$ fast ausschliesslich durch ρ Reso-

$Q^2 : \sqrt{b}$ [fm]	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
$\bar{p}$ Stop	0.81 ± 0.04	0.78 ± 0.08	0.79 ± 0.09
Protonereignisse	-	0.67 ± 0.06	-
4 Spuren	0.82 ± 0.03	0.76 ± 0.03	0.79 ± 0.11
5 Spuren	-	0.66 ± 0.03	-
p - Welle	0.78 ± 0.02	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	(0.49 ± 0.02)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.78 ± 0.02	-	-

Tabelle 4.8: Der Quellenparameter $\sqrt{b}$ aus der Anpassung mit dem Viererimpulsdifferenz - Modell.

nanzen geprägt wird (Kapitel 3.3.1, [82,89]). Für kleine Werte von $\sqrt{b}$ ($\sqrt{b} \leq 0.6$ fm) erstreckt sich die durch einen exponentiellen Abfall beschriebene Korrelation bis in den ρ - Bereich hinein. Für das von uns gewählte Fit - Intervall sind daher Aussagen über den Wert von $\sqrt{b}$ nur möglich, solange dieser Parameter oberhalb 0.6 fm liegt.

Die Werte für den Kohärenzgrad λ der verschiedenen Datensätze sind in Tabelle 4.9 angeführt. Die gleiche Tendenz der Zunahme von N_2 über D_2 auf H_2 wie in der (q_t, q_0) Analyse tritt auch in diesen Spektren auf. Abbildung 4.12 (oben) vergleicht die auf eins normierten p Stop Verteilungen. Der Unterschied im totalen Anstieg ist signifikant erkennbar und kann durch den Einbruch bei $Q^2 \sim 0.5$ GeV durch die ρ Resonanz nicht direkt erklärt werden. Ein direkter Einfluss der ρ Resonanz könnte jedoch auch durch einen verschiedenen Quellenradius der Mesonen aus dieser Resonanz erfolgen. Der gemessene Wert aus den Prozessen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ deutet auf eine Abhängigkeit des Parameters vom Phasenraum. Die Anpassung für diesen Datensatz mit der grössten Statistik gelingt einwandfrei ($\chi^2 = 47$ bei 66 Freiheitsgraden), und der Bereich der ρ Mesonen im Spektrum der ungleich geladenen Paare liegt klar getrennt vom Anpassungsbereich. Der Parameter λ wächst also mit der Anzahl der Pionen pro Ereignis. Ein Test, in dem die gleich geladenen Pionen des Deuteriumdatensatzes (Stickstoffdatensatzes) mit den ungleich geladenen Pionen des Wasserstoffdatensatzes (alle Datensätze mit vier Spuren) als Referenzverteilung analysiert wurden, zeigt bei annähernd gleichen Parameter $\sqrt{b}$ für λ den Wert $\lambda = 2.80 \pm 0.09$ ($\lambda = 2.95 \pm 0.07$).

$Q^2 : \lambda$	Wasserstoff	Deuterium	Stickstoff
$\bar{p}$ Stop	1.90 ± 0.03	1.49 ± 0.05	1.26 ± 0.04
Protonereignisse	-	1.00 ± 0.03	-
4 Spuren	2.02 ± 0.02	1.72 ± 0.02	1.35 ± 0.06
5 Spuren	-	2.45 ± 0.04	-
p - Welle	2.43 ± 0.02	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	(2.35 ± 0.10)	-	-
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	2.73 ± 0.02	-	-

Tabelle 4.9: Der Kohärenzgrad λ aus der Anpassung mit dem Viererimpulsdifferenz - Modell.

Die Grösse des Parameters λ wird daher auf den Einfluss der Verteilung der ungleich geladenen Pionen zurückgeführt.

Abbildung 4.12 (unten) vergleicht die normalisierten Verteilungen der Deuteriumdatensätze. Während die Kurve im Bereich $[0.2, 0.35 \text{ GeV}^2]$ für fünf Spuren stetig abnimmt und daher keine eindeutige Aussage liefert, zeigen die beiden anderen Verteilungen ein korrektes Verhalten. Der Quellenparameter $\sqrt{b}$ bei Ereignissen mit beobachteten Protonen ist mit einem grossen Fehler behaftet. Die Abweichung von den anderen Werten ist daher nicht signifikant. Für den Kohärenzgrad wird aber eindeutig der kleinste Wert gemessen.

Zusammenfassend wird für rein mesonische Ereignisse in Antiproton - Nukleon Prozessen der gleiche Quellenparameter $\sqrt{b}$ beobachtet. Ereignisse mit Protonen zeigen eine leichte Veränderung, die aber wegen des Statistikumfangs und der daraus resultierenden statistischen Fehler auf die Parameter nicht signifikant ist. Im Vergleich dazu geben Biswas et al. [152] bei $\pi^- p$ Prozessen $\sqrt{b} = 0.66 \pm 0.07 \text{ fm}$ ($b^2 = 11.2 \pm 2.4 \text{ GeV}^2$) an. e^+e^- Prozesse bei 29 GeV Schwerpunktsenergie zeigen einen kleineren Quellenparameter [158]. Bei einem Kohärenzgrad $\lambda = 0.5 \pm 0.04$ konnte $\sqrt{b} = (0.65 \pm 0.04) \text{ fm}$ bestimmt werden. Im Bereich der Υ - Resonanz ergab sich $\sqrt{b} = (0.86 \pm 0.15) \text{ fm}$ bei $\lambda = 0.43 \pm 0.07$. Für $\pi^+ p$ und $K^+ p$ Reaktionen bei 250 GeV/c ergibt sich ein Wert von $\sqrt{b} = (0.83 \pm 0.02) \text{ fm}$ [149]. Interessanterweise ergibt sich in diesem Experiment eine leichte Tendenz zu grösserem Quellenradius, wenn ungleiche Pionpaare statt Pionpaare, die aus verschiedenen Ereignissen gemischt sind, als Referenzverteilung verwendet wer-

den ($\sqrt{s} = (0.77 \pm 0.03)$ fm für diesen Fall). Innerhalb der allen Experimenten eigenen Unsicherheiten wird für die niederenergetische $\bar{p}p$ - Annihilation ein vergleichbares Quellenvolumen gefunden, wie in anderen hadronischen oder elektromagnetischen Prozessen bei viel höheren Energien.

Eine spezielle Eigenschaft unseres Experiments ist die starke Variation des Kohärenzgrads λ bereits bei rein mesonischen Ereignissen. Diese Abweichungen müssen u.a. der Verwendung einer Referenzverteilung von ungleich geladenen Pionen und dem stark limitierten Phasenraum zugeschrieben werden. Da eine vollständige theoretische Beschreibung nicht vorliegt, die "resonante" und "chaotische" Pionquellen auf gleicher Basis behandelt (siehe [137]), sind auch der experimentellen Diskussion noch Grenzen gesetzt. Unsere Daten haben diese Grenzen speziell wegen des grösseren Umfangs an Statistik, der die separate Analyse verschiedenster Endzustände ermöglicht, besonders deutlich gemacht.

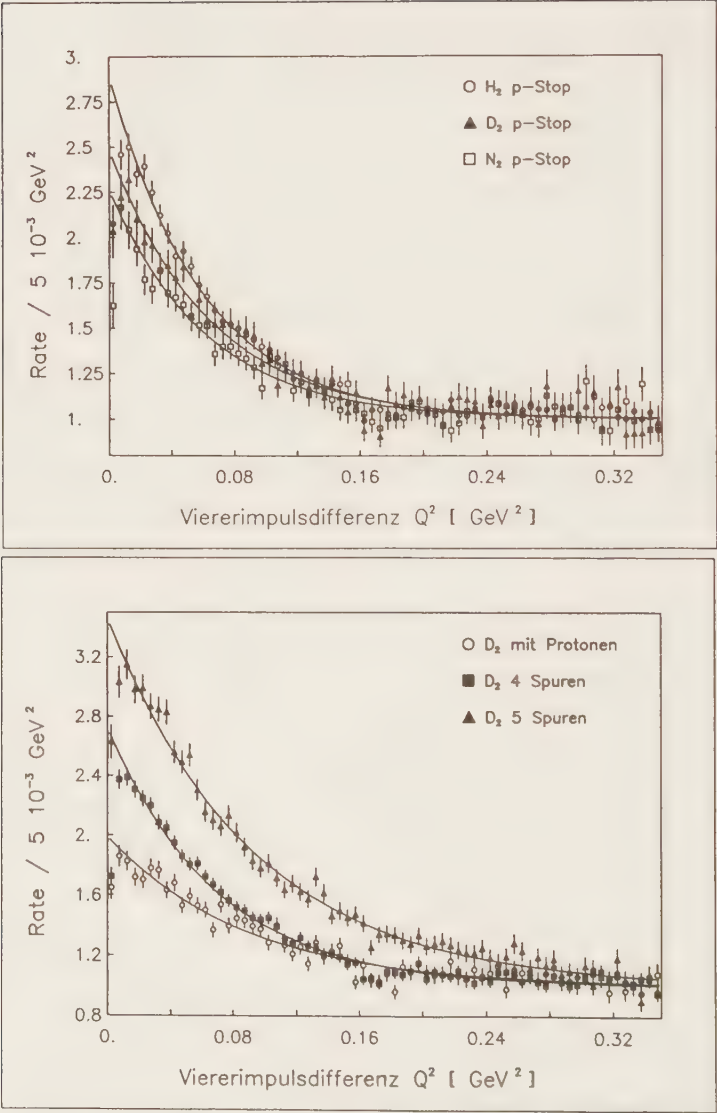


Abbildung 4.12: Vergleich von normalisierten Viererimpulsdifferenz - Spektren.

Anhang

Anhang A : Berechnung der Effizienz und des Rauschens der Drahtkammern

Zur Berechnung der Effizienz einer Kammer werden sicher erkannte Teilchenspuren verwendet. Für jede Kammer werden getrennt Spuren ausgewählt, die in allen anderen Kammern (ausser P1, P2 und der zu testenden Kammer) Signale besitzen müssen. Für diese Spuren wird der Durchgangspunkt durch die Zylinderfläche der Kammer berechnet und nach Berücksichtigung aller geometrischen Parameter (Lage der Kammern, Verzerrungen durch das Gewicht und die Halterung) die entsprechende Drahtnummer ermittelt und mit den gemessenen Werten verglichen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist durch den Anteil Spuren gegeben, bei denen in der fraglichen Kammer ein Signal am richtigen Ort vorlag. Für die Monte Carlo Simulation werden in Gruppen von 32 Drähten die Mittelwerte für jede Kammer berechnet.

Die von aussen nach innen arbeitende Spurerkennung akzeptiert Signale, die innerhalb von drei Drahtabständen vom berechneten Wert auftreten. Ein z -Wert (Kathoden) wird erst nach einem bereits existierenden φ -Wert (Anoden) gesucht. Diese Bedingung führt auf eine leichte globale Beeinflussung der Kathodeneffizienz durch die Anodeneffizienz.

Der Rauschpegel wird als Anteil der für die rekonstruierten Teilchenspuren nicht verwendeten Signale relativ zur Gesamtanzahl der eintreffenden Signale berechnet. Auch in diesem Fall beeinflusst die Anodeneffizienz den Wert für die Kathoden.

Anhang B : Auftreten von Korrelationen bei statistischen Beschreibungen

Gegeben :

N mögliche Zustände, R Teilchen

$n_s \dots$ Anzahl der Teilchen im Zustand s

$\bar{n}_s \dots$ Erwartung von n_s

$\overline{(\Delta n_s^2)} \dots$ Varianz von n_s

Zustandsfunktion :

$$Z = \sum_R e^{-\beta E_r} = \sum_R e^{[-\beta(n_1 \varepsilon_1 + \dots)]}$$

$E_r \dots$ Gesamtenergie

$\varepsilon_1 \dots$ Energie des Zustandes 1

$$\Rightarrow \bar{n}_s = \frac{\sum_R n_s e^{[-\beta(n_1 \varepsilon_1 + \dots)]}}{\sum_R e^{[-\beta(n_1 \varepsilon_1 + \dots)]}} = -\frac{1}{\beta Z} \frac{\partial Z}{\partial \varepsilon_s} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial \ln Z}{\partial \varepsilon_s}$$

$$\Rightarrow \overline{(\Delta n_s^2)} = \overline{(n_s - \bar{n}_s)^2} = \overline{n_s^2} - \bar{n}_s^2 = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \varepsilon_s^2} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial \bar{n}_s}{\partial \varepsilon_s}$$

Korrelationen : zwischen den Zählraten n_1 (Zustand 1) und n_2 (Zustand 2)

$$\overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} \stackrel{\text{def}}{=} \overline{((n_1 - \bar{n}_1)(n_2 - \bar{n}_2))}$$

es gilt:

$$\begin{aligned} \overline{(\Delta(n_1 + n_2))^2} &= \overline{(\Delta n_1^2)} + \overline{(\Delta n_2^2)} + 2 \overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} \\ \Rightarrow \overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} &= \frac{1}{2} \left\{ \overline{(\Delta(n_1 + n_2))^2} - \overline{(\Delta n_1^2)} - \overline{(\Delta n_2^2)} \right\} \end{aligned}$$

Klassische Beschreibung : Maxwell - Boltzmann Statistik

$$\ln Z = N \ln \left(\sum_r e^{-\beta \varepsilon_r} \right)$$

$$\Rightarrow \quad \overline{n_s} = N \frac{e^{-\beta \epsilon_s}}{\sum_r e^{-\beta \epsilon_r}}$$

$$\Rightarrow \quad \overline{(\Delta n_s^2)} = \overline{n_s} \left(1 - \frac{\overline{n_s}}{N} \right)$$

$$\Rightarrow \quad \overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} = - \frac{\overline{n_1} \overline{n_2}}{N}$$

Quantenmechanische Beschreibung : Bose - Einstein Statistik [160]

$$\ln Z = \alpha N - \sum_s \ln \left[1 - e^{(-\alpha - \beta \epsilon_s)} \right]$$

$$\alpha = \frac{\partial \ln Z}{\partial N}, \quad -\beta \mu \stackrel{\text{def}}{=} \alpha, \quad \mu \dots \text{chem. Potential}$$

$$\Rightarrow \quad \overline{n_s} = \frac{1}{e^{-\alpha - \beta \epsilon_s} - 1}$$

$$\Rightarrow \quad \overline{(\Delta n_s^2)} = (\overline{n_s} + \overline{n_s}^2) \left(1 - \frac{\overline{n_s} + \overline{n_s}^2}{\sum_r (\overline{n_r} + \overline{n_r}^2)} \right)$$

$$\simeq \overline{n_s} (1 + \overline{n_s})$$

$$\Rightarrow \quad \overline{(\Delta n_1 \Delta n_2)} = \overline{n_1} \overline{n_2}$$

Literaturverzeichnis

- [1] U. Gastaldi, P. Klapisch, CERN-EP 81-06, (1981), Lectures given by R. Klapisch at the International School of Physics Enrico Fermi, Varenna, Italy, 23.6 - 5.7 1980
- [2] S. van der Meer, Nobel lectures in Physics, CERN-EP 84-32, (1984)
- [3] M. Chane1, P. Levefre, D. Möhl, 7th European Symp. on Antiproton Interactions, Durham, England, July 1984. Proc. ed. M. R. Pennington (Adam Hilger, Bristol-Boston 1985) Ser. No.73
- [4] L. Bird et al., NIM **166**, (1979), 155.
- [5] J. Jeanjean et al., NIM **117**, (1974), 349
- [6] S. Ahmad et. al., NIM **217**, (1983), 169
- [7] S. Ahmad et. al., to be published in NIM
- [8] S. Armenteros et al., Asterix Proposal CERN/PSCC/80-101, (1980)
- [9] M. Heel, Dissertation, Universität Mainz (1986)
- [10] S. Ahmad et al., CERN-EP 82-150, (1982); Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, Erice, Sicily, May 1982., Proc. eds. U. Gastaldi and R. Klapisch (Plenum Press, New York-London 1984) p. 109
- [11] O. Schreiber, Dissertation, Universität Mainz (1985)
- [12] M. Ziegler, Dissertation, Universität Mainz (1987)
- [13] S. Ahmad et al., Int. Conf. on Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions, Colorado, USA, March 1985. Proc. eds. G. E. Walker, C. D. Goodman and C. Olmer (Plenum Press, New York - London 1985), p.73.
- [14] siehe z.B. Particle Data Group, Phys. Lett. **170B**, (1986), 44
- [15] K. D. Duch, Dissertation, Universität Mainz (1988)
- [16] L. Landau, J. Phys. (USSR) **8**, (1944), 201
- [17] K. S. Kolbig, B. Schorr, CERN-DD 83-05 (1983), ibid. CERN-DD 83-18 (1983)
- [18] J. E. Moyal, Phil. Mag. **46**, (1955), 263
- [19] F. Sauli, CERN 77-09 (1977)
- [20] R. Talman, NIM **159**, (1979), 189
- [21] R. Ehrlich et al., NIM **211**, (1983), 17
- [22] M. Chaichian, R. Hagedorn and M. Hayashi, Nucl. Phys. **B92**, (1975), 445

- [23] J. Cugnon, D. Kinet, J. Vandermeulen, Nucl. Phys. **A379**, (1982), 553
- [24] G. Adam, O. Hittmayr, Wärmetheorie, Vieweg Verlag Braunschweig 1978
- [25] J. D. Roy, Dissertation, Syracuse University (1974)
- [26] M. Doser, Dissertation, Universität Zürich (1988)
- [27] J. Cugnon, J. Vandermeulen, Nucl. Phys. **A445**, (1985), 717
- [28] American Institute of Physics Handbook, page 8-142
- [29] A. G. Ekspong, Å. Frisk, S. Nilsson and B.E. Ronne, Nucl. Phys. **22**, (1961), 353
- [30] L. E. Agnew et al. Phys. Rev. **118**, (1960), 1371
- [31] W. Chinowsky, G. Kojoian, Nuov. Cim. **43A**, (1966), 684
- [32] A. Bettini et al., Nuov. Cim., **47A**, (1967), 642
- [33] L. Gray et al., Phys. Rev. Lett. **26**, (1971), 1491
- [34] R. Bizarri et al. Nuov. Cim. Lett. **2**, (1969), 431
- [35] P. S. Eastman et al., Nucl. Phys. **B51**, (1973), 29
- [36] T. E. Kalogeropoulos, G. S. Tzanakos, Phys. Rev. Lett. **34**, (1975), 1047
- [37] T. E. Kalogeropoulos, G. S. Tzanakos, Antinucleon - Nucleon Interactions, ed. G. Ekspong and S. Nilsson, (Pergamon Press Oxford-New York 1977), p. 29
- [38] T. E. Kalogeropoulos, Werke des Internationalen Seminars, Moskau, Sept. 1973
- [39] T. E. Kalogeropoulos et al., Phys. Rev. **D24**, (1981), 1759
- [40] G. Alberi et al., Phys. Lett. **83B**, (1979), 247
- [41] G. Alberi et al., Nucl. Phys. **B108**, (1976), 327
- [42] G. Alberi et al., Nuov. Cim. **53A**, (1979), 191
- [43] R. J. Glauber, Phys. Rev. **100**, (1955), 242
- [44] V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. **142**, (1965), 1195
- [45] V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. **156**, (1967), 1685
- [46] L. A. Kondryatuk, Sov. J. Nucl. Phys. **33**, (1981), 413
- [47] L. A. Kondryatuk, M. G. Sapozhnikov, Preprint JINR, E4-86-487, Dubna (1986)
- [48] E. Hernández, E. Oset, Phys. Lett. **B184**, (1987), 1
- [49] L. A. Kondryatuk, A. Rotondi, 11th International IUPAP Conference on few body systems in particle and nuclear physics, Tokyo and Sendai, (1986)
- [50] siehe z.B. T. Mayer - Kuckuck, Kernphysik, Teubner Studienbücher, (1984), p.280
- [51] E. L. Chupp, R. W. Jewell Jr. and W. John, Phys. Rev. **121**, (1961), 234; *ibid.* R. E. Bell, L. G. Elliot Phys. Rev. **79**, (1950), 282; *ibid.* C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **83**, (1951), 512
- [52] L. Hulthén, M. Sugawara, Handbuch der Physik, Springer Verlag Berlin. **39**, (1957), 1

- [53] M. J. Moravcsik, Nucl. Phys. **7**, (1958), 113
- [54] Z. Ming Ma, G. Smith, Phys. Rev. Lett. **27**, (1971), 344
- [55] T. Hamada, I. D. Johnston, Nucl. Phys. **34**, (1962), 382
- [56] P. D. Zeman, Z. Ming Ma, J. M. Mountz, Phys. Rev. Lett. **38**, (1977), 1443
- [57] I. Grach, M. Shmatikov, Preprint ITEP 82-10 (1982); *ibid.* Sov. J. Nucl. Phys. **34**, (1981), 967
- [58] Bizarri et al., Nuov. Cim. **22A**, (1974), 225
- [59] Martin et al., Phys. Lett. **92B**, (1980), 358
- [60] L. A. Kondratyuk, Preprint ITEP 81-96 (1981); *ibid.* Phys. Lett. **117B**, (1982), 381
- [61] L. A. Kondratyuk, Sov. J. Nucl. Phys. **38**, (1983), 216
- [62] G. Alberi, Ž. Bajzer, Preprint IAEA ICTP 81-49 (1981)
- [63] L. A. Kondratyuk, M. G. Sapozhnikov, 11th International IUPAP Conference on few body systems in particle and nuclear physics, Tokyo and Sendai, (1986)
- [64] U. Camerini, D. Cline, N. Seghal, Nucl. Phys. **B33**, (1971), 505
- [65] B. Y. Oh, G. A. Smith, Nucl. Phys. **B33**, (1972), 151
- [66] M. A. Mandelkern et al., Phys. Rev. Lett. **D27**, (1983), 19
- [67] S. J. H. Parkin, S. N. Tovey, J. W. G. Wignall, Nucl. Phys. **B77**, (1986), 634
- [68] K. Miyano et al., Phys. Rev. Lett. **53**, (1984), 1725
- [69] G. T. Condo, T. Handler, H. O. Cohn, Phys. Rev. **C29** (1984), 1531
- [70] G. T. Condo, W. M. Bugg, T. Handler, Phys. Lett. **144B**, (1984), 27
- [71] S. Nozawa, Private Communication
- [72] C. Laa, Dissertation, Universität Wien (1987)
- [73] M. Botlo, Dissertation, Universität Wien (1987)
- [74] R. Armenteros, B. French, $\bar{N}N$ interactions in High Energy Physics, Acad. Press. **4**, (1969), 383
- [75] Th. Papadopoulos et al., Phys. Lett. **43B**, (1973), 401
- [76] S. J. Orfanidis, V. Rittenberg, Nucl. Phys. **B59**, (1973), 570
- [77] R. Bizarri, Nuov. Cim. **53**, (1968), 956
- [78] T. Kalogeropoulos, G. S. Tzanakos, Phys. Rev. **D22**, (1980), 2585
- [79] H. Poth et al., Nucl. Phys. **A294**, (1978), 435, und die darin angeführte Literatur
- [80] D. Bridges et al., Phys. Rev. Lett. **56**, (1986), 211
- [81] D. Bridges et al., Phys. Rev. Lett. **56**, (1986), 215
- [82] D. Bridges, I. Daftari, T. E. Kalogeropoulos, Phys. Rev. Lett. **57**, (1986), 1534
- [83] C. B. Dover, Phys. Rev. Lett. **57**, (1986), 1207

- [84] V. Rittenberg, H. R. Rubinstein, Phys. Lett. **40B**, (1972), 257
- [85] S. J. Orfanidis, V. Rittenberg, Nucl. Phys. **B56**, (1973), 561
- [86] S. Ahmad et al., IV LEAR Workshop, Villars, Schweiz, Sept. 1987. Proc. eds. C. Amsler, G. Backenstoss, R. Klapisch, C. Leluc, D. Simon and L. Tauscher. (Harwood Acad. Publ., Chur, Schweiz 1988), p. 447
- [87] H. Rubinstein, Phys. Lett. **32B**, (1970), 370
- [88] L. Bertanza et al., Nuov. Cim. **23A**, (1974), 209
- [89] G. Borreani et al., Nuov. Cim. **36A**, (1976), 245
- [90] M. P. Locher, Inv. Talk on 'Intern. Conf. on Medium and High-Energy Nuclear Physics', Taipei, Taiwan, R.O.C., May 1988
- [91] C. Derreth, W. Greiner, H.-Th. Elze, J. Rafelski, Phys. Rev. **C31**, (1985), 1360
- [92] J. Rafelski, IV LEAR Workshop, Villars, Schweiz, Sept. 1987, (nicht enthalten in den Proceedings, aber versandt als Uni. Arizona Preprint)
- [93] P. Anninos et al., Phys. Rev. Lett. **20**, (1968), 402
- [94] S. N. Tovey et al., Phys. Rev. **D17**, (1978), 2206
- [95] L. A. Kondryatuk, M. G. Sapozhnikov, IV LEAR Workshop, Villars, Schweiz. Sept. 1987. Proc. eds. C. Amsler, G. Backenstoss, R. Klapisch, C. Leluc, D. Simon and L. Tauscher. (Harwood Acad. Publ., Chur, Schweiz 1988), p. 771
- [96] L. Gray et al., Phys. Rev. Lett. **30**, (1973), 1091
- [97] D. Bridges et al., Phys. Lett. **180B**, (1986), 313
- [98] E. Oset, E. Hernández, IV LEAR Workshop, Villars, Schweiz, Sept. 1987. Proc. eds. C. Amsler, G. Backenstoss, R. Klapisch, C. Leluc, D. Simon and L. Tauscher. (Harwood Acad. Publ., Chur, Schweiz 1988), p. 753
- [99] Yu. S. Kalashnikova und I. M. Narodetskii, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, (1985), 203; siehe auch A. I. Veselov, I. L. Grach, Yu. S. Kalashnikova und I. M. Narodetskii, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, (1985), 347; Sov. J. Nucl. Phys. **44**, (1986), 14
- [100] A. S. Iljinov, V. L. Matushko, G. Pirigano, Nuov. Cim. Lett. **38**, (1983), 38
- [101] H. J. Pirner, J. P. Vary, Phys. Rev. Lett. **46**, (1981), 1376
- [102] A. I. Veselov, Yu. S. Kalashnikova und I. M. Narodetskii, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, (1985), 774
- [103] R. Armenteros et al, CERN / PSCC / 86-4 (1986)
- [104] M. Doser et al., Nucl. Phys. A (in print)
- [105] A. Bettini et al., Nuov. Cim. **62A**, (1969), 1038
- [106] G. A. Smith, Preprint of Pennsylvania State University PSU / HEP 87-03 (1987)
- [107] F. James, CERN Report 68-15 (1986)
- [108] F. James, CERN DD/80/6
- [109] F. James, CERN Computer Centre, Long Write-up W505 (1977); ibid. W515 (1975)

- [110] G. T. Condo, T. Handler und H. O. Cohn, Phys. Rev. **C29**, (1984), 1531
- [111] J. Roy, Proc. IV Int. Symp. on Nucleon - Antinucleon Interactions, Syracuse, May 1975, p. III-1
- [112] S. Nozawa, M. P. Locher and M. Sainio, XI PANIC, Kyoto 1987, Abstract Book I, p. 438
- [113] H. Frauenfelder, E. M. Henley, Nuclear and Particle Physics A, Lecture Notes and Supplements in Physics, Vol 14; W. A. Benjamin Inc. 1975, p.288
- [114] L. Lusanne Cern - preprint UGVA - DPT 83-07 403 (1983)
- [115] R. Loudon, The Quantum Theory of Light, Clarendon Press, Oxford, (1972), p. 111
- [116] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, Nature **177**, (1956), 27; *ibid.* Nature **178**, (1956), 1046; *ibid.* Nature **178**, (1956), 1447
- [117] W. A. Zajc, Dissertation, University of California Berkely (1975)
- [118] G. Goldhaber, W.B. Fowler, S. Goldhaber, T.F. Hoang, T.F. Kalogeropoulos, W. F. Powell, Phys. Rev. Lett. **3**, (1959), 181
- [119] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais, Phys. Rev. **120**, (1960), 300
- [120] G. Goldhaber, Lawrence Berkely Laboratory Report, LBL 19417 (1985)
- [121] P. Truöl, Int. Symp. on Collective Phenomena in Nuclear- and Subnuclear Long-Range Interactions in Nuclei, Bad Honnef (FRG) ed. P. David, Harwood Academic Publ. (1987)
- [122] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann, L. W. Wilson, Phys. Rev. **C20**, (1979), 2267
- [123] G. I. Kopylov, M.I. Pogoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **19**, (1974), 215
- [124] G. I. Kopylov, Phys. Lett. **50B**, (1974), 472
- [125] G. I. Kopylov, M.I. Pogoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **18**, (1973), 656
- [126] G. I. Kopylov, M.I. Pogoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, (1972), 392
- [127] G. Cocconi, Phys. Lett. **49B**, (1974), 459
- [128] G. I. Kopylov, M.I. Pogoretskii, Sov. Phys. JETP **42**, (1975), 211; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **69**, (1975), 414
- [129] R. Lednicky, M. I. Podgoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **30**, (1979), 432; Yad. Fiz. **30**, (1979), 837
- [130] M. Biyajima, Preprint CERN 25531, Phys. Lett. **92B**, (1980), 193; Progr. of Theor. Phys. **66**, (1981), 1378
- [131] A. Giovannini, G. Veneziano, Nucl. Phys. **B130**, (1977), 61
- [132] G. N. Fowler, N. Stelte, R. M. Weiner, Nucl. Phys. **A319**, (1979), 349
- [133] G. I. Kopylov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, (1972), 103; Yad. Fiz. **15**, (1971), 178
- [134] G. I. Kopylov, M. I. Podgoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **14**, (1971), 604; Yad. Fiz. **14**, (1971), 1081
- [135] V. G. Grishin, G. I. Kopylov, Sov. J. Nucl. Phys. **13**, (1971), 638 Yad. Fiz. **13**, (1970), 1116
- [136] R. Lednicky, V. L. Luyboshitz, JINR Preprint E2-81-453 (1981)

- [137] P. Grassberger, Nucl. Phys. **B120**, (1977), 231
- [138] E. L. Berger, R. Singer, G. H. Thomas, Phys. Rev. **D15**, (1977), 206
- [139] G. H. Thomas, Phys. Rev. **D15**, (1977), 2636
- [140] R. Lednicky, Vortrag vom 19. 12. 1985 in Zürich
- [141] J. Engels, K. Schilling, Nucl. Phys. **B136**, (1978), 349
- [142] J. Karczmarszuk, Nucl. Phys. **B78**, (1974), 370
- [143] O. Miyamura, Phys. Lett. **57B**, (1975), 376
- [144] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **44B**, (1973), 387
- [145] W. J. Knox, Phys. Rev. **D10**, (1974), 65
- [146] W. A. Zajc, Phys. Rev. **D35**, (1987), 3396
- [147] M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. **B204**, (1982), 333
- [148] U. Schäfer, Dissertation, Universität München (1987)
- [149] M. Adamus et al., Zeit. f. Phys. **C37**, (1988), 347
- [150] M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. **B103**, (1976), 198
- [151] E. Calligaris et al., Lett. al Nuovo Cim. **16**, (1976), 129
- [152] N. N. Biswas et al., Phys. Rev. Lett. **37**, (1976), 175
- [153] F. Grard et al., Nucl. Phys. **B102**, (1976), 221
- [154] C. Ezell et al., Phys. Rev. Lett. **38**, (1977), 873
- [155] T. Åkesson et al., CERN - EP / 85-12 (1985)
- [156] T. Åkesson et al., Phys. Lett. **129B**, (1983), 269
- [157] A. Breakstone et al., Phys. Lett. **162B**, (1985), 400
- [158] H. Aihara et al., Phys. Rev. **D31**, (1985), 996
- [159] P. Avery et al., Phys. Rev. **D32**, (1985), 2294
- [160] F. Reif, Fundamentals of statistical and thermal physics, McGraw - Hill Book Company, 1965, 331 ff.

DANK

Bei meinem Lehrer, Prof. Peter Truöl, möchte ich mich für seine Unterstützung, die diese Arbeit ermöglichte, bedanken. Seine wichtigen Ratschläge und Anregungen in vielen Gesprächen führten auf eine stetige Konvergenz der Analyse und halfen mir Tiefpunkte zu überwinden. Aber vor allem sein Verständnis und seine Rücksicht gegenüber mancher Unzulänglichkeit spornte mich immer wieder an, diese zu überwinden, und gaben mir Rückhalt bei der Bewältigung der anstehenden Probleme.

Der ASTERIX Kollaboration, bestehend aus vielen Mitarbeitern aus verschiedenen Instituten, verdanke ich die Grundlage, nämlich die Daten dieser Arbeit. Nur durch eine harmonische Zusammenarbeit, in der jeder einzelne seinen Beitrag lieferte, konnte dieses Experiment durchgeführt werden. Vor allem möchte ich Prof. Claude Amsler, Dr. Ulrich Straumann und Dr. Michael Doser für manche kritischen Diskussionen und technische Hinweise danken.

Dem Rechenzentrum der Universität Zürich, insbesondere dem Leiter des Betriebs der Anlage, Herrn Kurt Schmitz und seinen Mitarbeitern bin ich für ihre Arbeit mit den Datenträgern und die notwendige immense Rechenleistung, die mir zur Verfügung gestellt wurde, zu Dank verpflichtet. Allen Mitarbeitern des Physik - Instituts möchte ich für die freundliche Aufnahme und die angenehme Atmosphäre danken, sowie dem schweizerischen Nationalfonds für dessen finanzielle Unterstützung.

CURRICULUM VITAE

Personalien

Name : Riedlberger
Vorname : Josef Stefan
Geboren : 16 Dezember 1958 in Wien / Österreich
Bürgerort : Österreich

Bildungsgang

1965 - 1969 : Volksschule in Halbtorn, Burgenland, Österreich
1969 - 1977 : naturwissenschaftliches Realgymnasium in Mattersburg,
Burgenland, Österreich; Matura
1977 - 1984 : Doppelstudium der techn. Mathematik und der
techn. Physik an der techn. Universität Wien
1982 : Diplom in techn. Mathematik
Diplomarbeit unter der Leitung von Prof R. Schnabl
über 'Mehrfache Verzweigungslösungen eines
nichtlinearen Eigenwertproblems auf dem Quadrat'
1984 : Aufenthalt am europäischen Kernforschungszentrum
(CERN) in Genf; Arbeit über 'Bestimmung der
Auftrittswahrscheinlichkeit für eine vorgegebene
Menge von Ereignissen'
1985 - 1988 : Doktoratsstudium am Physik Institut der Universität Zürich
1983 - 1988 : Wissenschaftliche Mitarbeit und Dissertation bei dem ASTERIX
Experiment am LEAR Ring in Genf (CERN) unter der Leitung
von Prof. Dr. P. Truöl
1985 - 1988 : Wissenschaftliche Mitarbeit bei einem Experiment am
Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN)
über die Untersuchung von Pion Proton Bremsstrahlung
bei 300 MeV Pionenergie mit Prof. Dr. P. Truöl

Dozentenverzeichnis

G. Adam	U. Gutmann	R. Schnabl
C. Amsler	O. Hittmair	W. Ströher
A. D. Barbour	H. Hörtnlehner	N. Straumann
H. Brauner	H. Kirchmayr	H. Stetter
M. Brockhaus	W. Kummer	W. Timischl
R. Dirl	V. Meyer	P. Truöl
W. Eberl	F. Österreicher	K. Umgeher
G. Eder	R. Patzelt	R. Viertl
G. Eigenthaler	H. Rauch	F. Vogl
R. Gerrard	M. Regler	R. Weiss
E. Gratz	G. Scharf	J. Zeman
R. Grössinger		

